PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15 — 1. August 1932 — Redaktionsschluß für Nr. 17 am 14. August 1932. — 33. Jahrgang

INHALT:

Zusammenfassende Berichte:

A. Nikuradse, Leitfähigkeit der dielektrischen Flüssigkeiten. S. 553.

W. Ehrenberg und K. Schäfer, Nachtrag zu dem Bericht über Atomfaktoren. S. 575.

Originalmitteilungen:

F. Ollendorff und R. Seeliger, Bemerkung über die Herkunft des Feldes in der positiven Säule. S. 577.

R. Suhrmann, Die Bestimmung der Planckschen Konstanten als quantitativer Vorlesungsversuch. S. 579.

E. Horovitz, Über eine optische Untersuchung der Reflexion von Wasserstoffkanalstrahlen an festen Körpern. S. 579.

L. Bergmann, Die Erzeugung zirkular polarisierter elektrischer Wellen durch einmalige Totalreflexion. S. 582.

F. Waibel und W. Schottky, Einige neue Feststellungen über den Sperrschicht-Photoeffekt. S. 583.

J. Grunow, Bemerkungen zu: H. Maass, Mechanische Schwingungen von Hochspannungsfreileitungen. S. 585.

H. Richter, Streuung von Röntgenstrahlen am Chlor. S. 587.

Besprechungen:

Ergebnisse der Kosmischen Physik. Bd. 1. S. 589.

J. C. Maxwell, a commemoration volume 1831—1931. S. 589.

G. Hauffe, Ortskurven der Starkstromtechnik. S. 590.

E. Riesenfeld, Svante Arrhenius. S. 590.

H. Mark und R. Wierl, Die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektronenbeugung. S. 590.

O. Glaser, Wilhelm Conrad Röntgen und die Geschichte der Röntgenstrahlen. S. 591.

R. G. J. Fraser, Molecular Rays. S. 591.

Fortschritte der Röntgenforschung in Methode und Anwendung. S. 591.

R. Woltereck, Grundzüge einer allgemeinen Biologie. S. 592.

Personalien. S. 592.

Angebote. S. 592.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Leitfähigkeit der dielektrischen Flüssigkeiten.

Von Alexander Nikuradse.

Inhaltsangabe.

A. Einleitung.
B. Elektrizitätsleitung bei niedrigen Spannungen.
I. Einfluß der Reinheit der Flüssigkeit.
II. Einfluß der Beschaffenheit der Elektrodenoberfläche.
III. Zeitliche Abhängigkeit der Stromstärke.
IV. Spontane Ionisation.
V. Ionisation durch Strahlung.
VI. Die Ionenkonstanten.
VII. Potentialverteilung.
VIII. Polaritätserscheinung.
IX. Einfluß der Temperatur.
X. Einfluß des Druckes auf die Leitfähigkeit und auf die Ionenkonstanten.
C. Literaturverzeichnis.

A. Einleitung.

Von einem vollkommenen Dielektrikum ist zu verlangen, daß in ihm keine Ladungsträger erzeugt werden und keine vorhanden sind. Die Substanzen, die wir als Dielektrika bezeichnen, erfüllen diese Bedingung gewöhnlich nicht. Sie alle weisen (wenn auch in geringem Maße) eine bestimmte Anzahl von Ladungsträgern auf, die unter dem Einfluß einer elektrischen Feldstärke in Bewegung gesetzt werden und infolgedessen einen elektrischen Strom bilden. Durch gewisse Kunstgriffe kann man die Anzahl der Träger bedeutend herabsetzen, aber es scheint, daß es nicht möglich ist, sie ganz zu beseitigen. Wenn auch das Dielektrikum frei von Ladungsträgern ist, so können an der Kontaktstelle, z. B. Flüssigkeit/Metall, Elektrizitätsträger entstehen, die frei beweglich sind. Substanzen, die im Gegensatz zu dielektrischen Körpern eine sehr große Anzahl von frei beweglichen Ladungsträgern besitzen, sind gute Leiter. Hierzu gehören die Elektronenleiter wie z. B. Metalle und einige feste Salze.

Reine organische Flüssigkeiten, von denen in dem vorliegenden Bericht die Rede sein wird, gehören zu den Isolatoren. Diese sind: Vaselinöl, Olivenöl, Paraffinöl, Petroleum, Transformatorenöl (Mineralöl), Petroläther, Hexan, Äthyläther, Schwefelkohlenstoff, Tetrachlorkohlenstoff, Benzol, Toluol, Chlorbenzol usw.

Die älteren Untersuchungen wurden in Flüssigkeiten mit käuflichem Reinheitsgrad vorgenommen. In diesem Zustand weisen sie eine viel größere Leitfähigkeit ($\lambda_{sp} \approx 10^{-10}$ Amp./Volt cm/cm²) auf, als wenn sie unter bestimmten Gesichtspunkten gereinigt werden (Hexan $\lambda_{sp} < 10^{-19}$ Amp./Volt cm/cm²). Dabei wird die spezifische Leitfähigkeit $\lambda_{sp} = 10^{-10}$ Amp./Volt cm/cm² als Grenze zwischen Dielektrikum und Halbleiter angesehen.

Als Beispiel der Beziehung zwischen dem Strom J und der „mittleren" Feldstärke $\mathfrak{E}_m$ bzw. der Spannung $U = \delta\,\mathfrak{E}_m$ (δ = Elektrodenentfernung) sei hier die Fig. 1 angeführt, die die Messungen in gut gereinigtem Toluol bei Plattenelektrodenanordnung mit Schutzring darstellt (4). Man sieht daraus, daß bis zu einer Feldstärke von etwa 115 kV/cm der Strom mit der Spannung bzw. mit der Feldstärke praktisch konstant bleibt. Oberhalb dieser mittleren Feldstärke fängt der Strom mit der Spannung bzw. mit der Feldstärke

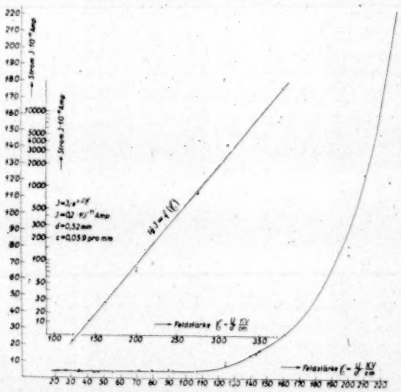


Fig. 1. Strom-Feldstärke-Charakteristik im gereinigten und entgasten Toluol.
Elektrodenentfernung $\delta = 0{,}52$;
Elektrodenfläche $F = 16$ cm²
Sättigungsstrom $J_s = 4 \cdot 10^{-11}$ Amp.

Beginn des 3. Gebietes $\mathfrak{E}_0 = (1{,}10 - 1{,}20) \cdot 10^5 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

Funkenentladungsfeldstärke $\mathfrak{E}_d = 1{,}3 \cdot 10^5 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

sehr stark an zu wachsen. Diese Grenzspannung sei als U_0 und die dazugehörige mittlere Feldstärke als $\mathfrak{E}_0 = \frac{U_0}{\delta}$ bezeichnet. Offenbar haben wir es oberhalb und unterhalb dieser Spannung U_0 mit verschiedenen Mechanismen der Elektrizitätsleitung in dielektrischen Flüssigkeiten zu tun. Deshalb erscheint es zweckmäßig, die Betrachtungen über die Stromleitungsphänomene in reinen Flüssigkeiten in zwei Teile zu teilen: 1. Vorgänge bei niedrigen Spannungen (unterhalb U_0 bzw. $\mathfrak{E}_0$), die im vorliegenden Bericht besprochen werden und 2. Vorgänge bei hohen Spannungen (oberhalb U_0 bzw. $\mathfrak{E}_0$), wovon im nächsten Bericht die Rede sein wird.

Steigert man die Spannung, so wächst der Strom im 3. Gebiet exponentiell, bis er so groß wird, daß eine Funkenentladung auftritt. Die Funkenentladungsfeldstärke (Durchschlagsfeldstärke) $\mathfrak{E}_d$ in gut gereinigtem Toluol beträgt (als Mittelwert gerechnet) etwa $1{,}3 \cdot 10^6$ Volt/cm. In dem nächsten Bericht soll ganz kurz auf die Funkenentladungen in dielektrischen Flüssigkeiten eingegangen werden, soweit sie vom Standpunkt der Elektrizitätsleitung bei hohen Feldern von Interesse sind.

Die Messungen bei ganz niedrigen Feldstärken sind in Fig. 1 leider nicht enthalten. Wir werden später aber Gelegenheit haben, zu sehen, daß die Beziehung zwischen Strom und Spannung durch das Ohmsche Gesetz dargestellt werden kann. In reinem Hexan tritt die Sättigung bereits bei Feldstärken von 400 bis 800 Volt/cm auf. Danach kann man die Stromspannungscharakteristik in drei Teile zerlegen: 1. Gebiet: Proportionalität zwischen Strom und Spannung; 2. Gebiet: Sättigungsgebiet und 3. Gebiet: Gebiet der hohen Spannungen (5). Eingehende Messungen bei ganz geringen Spannungen (in der Nähe des Nullpunkts) in sehr reinen Flüssigkeiten mit sauberen Elektroden liegen leider noch nicht vor.

B. Elektrizitätsleitung bei niedrigen Spannungen.

In diesem Kapitel werden die experimentellen Tatsachen geschildert, die einen Einblick in den Stromleitungsmechanismus in dielektrischen Flüssigkeiten erlauben. Es wird versucht, darauf hinzuweisen, woher die Leitungsionen stammen. Es werden auch die Größen besprochen, durch die das Verhalten der Ladungsträger im elektrischen Feld charakterisiert ist (Ionenbildungsgeschwindigkeit, Beweglichkeit der Ionen, Wiedervereinigungskoeffizient, Diffusionskoeffizient), und kurz der Polaritätseffekt, der Einfluß von Temperatur und Druck auf die Ionenkonstanten geschildert.

Es sei hier von vornherein erwähnt, daß man in vielen Arbeiten die Angabe der spezifischen Leitfähigkeit λ_{sp} findet, ohne daß dabei die Spannung, die Elektrodenanordnung und Elektrodenentfernung genannt ist, bei denen der Wert gewonnen wurde. Aus der Stromspannungscharakteristik sieht man, daß der Begriff der spezifischen Leitfähigkeit nur in dem Spannungsbereich einen Sinn hat, in dem Proportionalität zwischen Strom und Spannung vorhanden ist.

Die Untersuchungen von H. Hertz, Quincke, Koller, F. Kohlrausch, Heydweiller und Warburg haben gezeigt, daß es sich in ungereinigten dielektrischen Flüssigkeiten um elektrolytische Leitung handelt. Die älteren Arbeiten, die unter Nummern von 86 bis 136 zitiert worden sind, beschäftigten sich mit der Prüfung der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes und mit dem zeitlichen Verlauf des Stromes. Sie fanden die Abweichung vom Ohmschen Verhalten bei höhe-

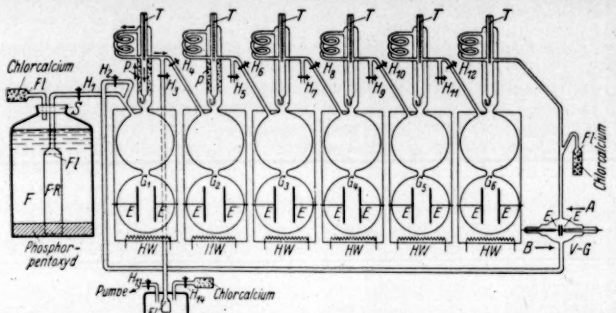


Fig. 2. Reinigungsanlage: F = Flasche, F-R = Filtrierrohr, S = Stöpsel, G_1-G_6 = Destillationsgefäß (elektrische Behandlung), Fl = Filter, V-G = Versuchsgefäß, H-W = Heizwiderstand, H_1-H_{14} Hähne, T = Thermometer, P = Glasperlen.

ren Spannungen: der Widerstand nahm mit der Spannung ab. Die zeitliche Abhängigkeit des Stromes erklärten Warburg, Kohlrausch und Heydweiller folgendermaßen: Im Anfang findet die Leitung wesentlich durch Ionenwanderung von spurenhaft vorhandenen Verunreinigungen statt. Die Ionen wandern zu den Elektroden und werden dort entladen. Hierdurch verarmt der mittlere Bereich an Ionen und der Widerstand steigt. Unter Umständen können sich aber auch durch die Vorgänge an den Elektroden neue Elektrolyte bilden (z. B. in Wasser eine Base an der Kathode und eine Säure an der Anode), deren Ionen wieder nach der Mitte wandern. Dadurch wird das Sinken des Widerstandes nach längerer Stromeinwirkung bedingt (Cohn, Thomson und Newall, Naccari, v. Schweidler, Warburg).

Es hat wenig Sinn die Zahlenwerte der Leitfähigkeiten wiederzugeben, die in früheren Abhandlungen angegeben sind, weil sie all zu sehr voneinander differieren.

I. Einfluß der Reinheit der Flüssigkeit.

Um bei dielektrischen Flüssigkeiten möglichst ein Verhalten als vollkommene Dielektrika zu erreichen, ist es nötig, daß sie sehr gut gereinigt werden.

Bereits Warburg und Hertz fanden, daß die Leitfähigkeit der isolierenden Flüssigkeit durch Stromdurchgang geringer wird. Diese Spannungseinwirkung wurde als Aufzehrung der elektrolytischen Beimengungen gedeutet und als Reinigungsmethode der Flüssigkeit verwendet.

Fremde Beimengungen, Suspensionen, Emulsionen, Feuchtigkeit usw. vergrößern die Leitfähigkeit. Die Aufgabe der Reinigungsmethoden ist, diese fremden Substanzen zu entfernen.

Es sei kurz eine Apparatur besprochen, die alle prinzipiellen Fragen von Reinigung von Flüssigkeiten berührt (7).

Vor allem müssen die Gefäße, mit denen die Flüssigkeit gereinigt wird, außerordentlich rein und entfeuchtet sein, um die gereinigte Flüssigkeit nicht wieder zu verunreinigen. Während der Reinigung und während der Versuche darf die feuchte Luft keinen Zutritt in das Innere der Apparatur haben, um bei den Messungen die Versuchsbedingungen (Reinheitsgrad) nicht zu verändern.

Mit Hilfe von Phosphorpentoxyd (bzw. Natrium) kann die Flüssigkeit entfeuchtet werden. Zu diesem Zweck muß Phosphorpentoxyd fein verteilt sein. Die Flasche F (Fig. 2) muß eine Zeitlang auf einer Schüttelmaschine geschüttelt werden (Trocknung). Dann wird die Flasche F unter das Filterrohr F-R gestellt, wie das die Fig. 2 zeigt. Evakuiert man das Gefäß G_1, so strömt die Flüssigkeit durch ein feines Filter Fl hindurch. Dabei werden Suspensionen zurückgehalten (Filtration). Die feineren Suspensionen und ein Teil der elektrolytischen Beimengungen werden in G_1 an die Elektroden E abgeführt (Elektrische Reinigung). Die Temperatur der Flüssigkeit in G_1 wird allmählich gesteigert. Das Vordestillat kommt in das Seitengefäß. Dann wird die Temperatur auf die gewünschte Höhe gesteigert und die Flüssigkeit in das nächste Gefäß G_2 hineindestilliert (Destillation), während die Spannung an die Elektroden angelegt bleibt. Das Nachdestillat bleibt in G_1, aus dem es in das Seitengefäß entfernt werden kann. In G_2 wird die elektrische Behandlung wiederholt. Nach sechsmaliger Destillation und elektrischer Behandlung wird die Flüssigkeit in das Versuchsgefäß V-G hineindestilliert. Um die löslichen Reste, die eventuell an den Elektroden und der Gefäßwand, obwohl sie gereinigt wurden, noch haften, zu entfernen, wird die reine Flüssigkeit einige Zeit in V-G gelassen. Durch Eva-

kulieren von G_1 wird die Flüssigkeit aus V-G nach G_1 befördert. Dann folgt eine mehrmalige Spülung von V-G. Endlich wird die Stelle B abgeschmolzen, die Flüssigkeit hineindestilliert und die Stelle A auch abgeschmolzen. Das Versuchsgefäß V-G kann jetzt zum eigentlichen Versuch verwendet werden. Es ist vollkommen von äußeren Einflüssen abgeschlossen. Als letzte Stufe der Reinigung kann man noch die Vakuumdestillation anwenden. Die Sättigungsstromdichte, die in Hexan mit Silberelektroden gemessen wurde, betrug $i_s = 2 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm². Es ist gleichgültig, wie man die Entfeuchtung, Filtration, Destillation und elektrische Behandlung durchführt. Die Kombination aller dieser Behandlungsmethoden unter den oben geschilderten Gesichtspunkten hat sich als zweckmäßig ergeben.

Die Messungen dieser geringen Ströme erfordern eine erhöhte Aufmerksamkeit. Die Ströme bis 10^{-10} Amp. kann man bequem mit einem hochempfindlichen Galvanometer messen. Noch kleinere Ströme werden mit einem Elektrometer gemessen, oder sie müssen auf bekannte Weise verstärkt werden. Bei Elektrometermessung ist sehr auf die Konstanz der an die Elektroden angelegten Spannung zu achten. (Daß die Hilfsspannung des Elektrometers konstant sein muß, ist selbstverständlich.) Gewöhnlich ist die Kapazität des Elektrometers so gering, daß die Änderung der Spannung an den Elektroden um den Bruchteil eines Volts einen merklichen Fehler verursacht. Gemessen werden Ladung und Zeit. Daraus wird der Strom berechnet. Man darf keine zu lange Zeit wählen. Es empfiehlt sich, das Instrument gegen Wärmestrahlungen abzuschirmen. Die Zuleitungen müssen von äußeren Einflüssen (elektrische Felder, Luftionen usw.) geschützt sein. Es empfiehlt sich, die Eichung nach jeder Messung nachzuprüfen; dieses bietet keine Schwierigkeiten. Man beachte auch sämtliche Isolationsstellen. Die Kapazität des Elektrometers mit Zuleitungen muß genau bestimmt werden, da, wie bekannt, davon die Genauigkeit des ausgerechneten Stromes abhängt.

Für die Messungen der Stromspannungskurven ist die Plattenelektrodenanordnung mit Schutzring am besten geeignet, wenn das vom Meßstrom erfüllte Volumen bzw. die dieses Volumen begrenzenden Elektrodenflächengrößen streng definiert sein müssen. Durch Anbringung des Schutzringes wird außerdem noch erreicht, daß das Feld in den beiden Richtungen, die zu ihm senkrecht stehen, innerhalb des Meßvolumens gleichmäßig verteilt ist, und daß dieses Volumen mit einem elektrischen Feld abgeschirmt wird. Für die Durchschlagsmessungen ist diese Elektrodenanordnung ungeeignet; Kugelelektroden sind in diesem Fall besser.

Die Gleitströme, die längs der Gefäßwände (innen und außen) fließen, müssen unter allen Umständen abgefangen und nach Erde abgeleitet werden, bevor sie die Strommeßapparatur erreichen. Diese Ströme können unter Umständen dieselbe Größenordnung besitzen wie die tatsächlichen Meßströme.

Die Leitung zwischen Versuchsgefäß und Strommeßapparatur muß in einem geerdeten Metallrohr gut isoliert gelegt werden, um sie vor äußeren Einflüssen (Luftionen) zu schützen.

II. Einfluß der Beschaffenheit der Elektrodenoberfläche.

Eine sehr wesentliche Rolle spielt der Einfluß der Elektrodenoberflächenbeschaffenheit (8, 9). Mit fortschreitender Reinigung der Elektroden wird die Leitfähigkeit heruntergesetzt und die Reproduzierbarkeit der Stromspannungskurven leichter erreicht. Belädt man die Elektroden mit Wasserstoff, so steigt die Leitfähigkeit. Verunreinigt man absichtlich bereits gereinigte Elektroden, so steigt ebenfalls die Leitfähigkeit. Ebenso wirkt auch die Bildung einer Feuchtigkeitsschicht auf die Elektrodenoberfläche: λ wächst. Die Elektrodenoberflächen, die durch Kathodenzerstäubung hergestellt worden sind, liefern einen größeren Strom als reine Elektroden vorher bzw. nachher. Wenn Platinelektroden stark mit Gasen beladen sind, so wächst die Stromstärke stets schneller als es nach dem Ohmschen Gesetz der Fall sein sollte. J. Faßbinder (8) fand, daß der Temperaturkoeffizient der elektrischen Leitfähigkeit in diesem Fall negativ ist, bei ausgeglühten Elektroden hingegen positiv. Bei gut ausgeglühten Elektroden beobachtet man in Äthyläther einen Sättigungsstrom. Die Beschaffenheit der Elektrodenoberfläche beeinflußt auch die Ströme bei hohen Feldstärken und die Funkenentladungsspannung (9). Wird bei der Elektrodenanordnung Spitze gegen Platte die Spitze mit Wasserstoff beladen, so schwanken die Ströme bei Spitze als Kathode, und es wurde oft beobachtet, daß der Strom bei konstanter Spannung eine Zeitlang einen hohen Wert annimmt und dann von selbst auf seinen Minimalwert zurückspringt (6). Wird die Spitze als Anode geschaltet, so beobachtet man keine so großen Stromschwankungen wie bei negativer Spitze und die Stromspannungskurven streuen nicht so stark (Polaritätseffekt) (6).

Die experimentellen Untersuchungen zeigen also deutlich, daß sich die Leitfähigkeit der isolierenden Flüssigkeiten je nach der Natur und Beschaffenheit der an der Elektrodenoberfläche absorbierten Schicht sehr verschieden verhalten kann (9).

Die früheren Messungen über den Einfluß der Elektrodenbehandlung auf Stromleitung und Durchschlagsfestigkeit haben häufig zu widersprechenden Resultaten geführt, offenbar weil es

sehr schwierig ist, eine bestimmte Beschaffenheit der Elektrodenflächen zu reproduzieren. Aus den Versuchen von C. A. Knorr (10) geht hervor, daß die Geschwindigkeit der Aufnahme und Abgabe von Wasserstoff durch Palladiumdrähte von der Beschaffenheit der Drahtoberfläche abhängig ist. Er hat diesen Effekt mit Hilfe der Leitfähigkeitsmessungen studiert und dabei gefunden, daß die Drähte schon durch die geringsten Spuren von absorbierten Fremdstoffen verändert werden können. Die Resultate von C. A. Knorr geben den Hinweis dafür, wie man allgemein verfahren muß, um an der Elektrodenfläche saubere und reproduzierbare Verhältnisse zu schaffen. Anschließend an diese Untersuchungen haben H. Edler und C. A. Knorr (62) Versuche über den Einfluß der Wasserstoffabladung der Elektroden auf die Leitfähigkeit von Benzol angestellt und gezeigt, daß die mit Wasserstoff beladenen Platinelektroden bei der gleichen Spannung größere Ströme führen als die von Wasserstoff befreiten Elektroden.

III. Zeitliche Abhängigkeit der Stromstärke.

Es ist schon seit längerer Zeit bekannt (19, 21), daß die Stromstärke in dielektrischen Flüssigkeiten bei konstanter Spannung von der Zeit abhängt. Nach dem Anlegen der Spannung fällt der Strom zuerst sehr schnell, dann langsam ab, und erreicht nach einer bestimmten, von dem Reinheitsgrad und Natur der Flüssigkeit abhängigen Zeit einen konstanten Wert. Die Zeit t, in der der konstante Strom erreicht wird, nimmt mit zunehmender Reinheit der Flüssigkeit und der Elektroden ab. In Mineralölen ist diese zeitliche Abhängigkeit sogar ohne übertriebene Reinigung leicht zum Verschwinden zu bringen (9, 12), während sie in manchen Flüssigkeiten außerordentlich schwer zu beseitigen ist. Diese Funktion $J = f(t)$ ist nicht nur bei geringen Spannungen und im Sättigungsgebiet, sondern auch bei ganz hohen Spannungen (3. Gebiet) vorhanden (12). Um die Stromspannungskurve zu erhalten, ist es nötig, die Stromzeitkurve genau zu kennen. Bei $J = f(t) =$ konstant ist offenbar der stationäre Zustand der Ionenströmung erreicht. Bildet man die Beziehung zwischen Strom und Spannung, indem man diese konstanten Stromwerte benutzt, so erhält man die Stromspannungscharakteristik, die als statische Charakteristik aufgefaßt und ihr der Begriff der statischen Stromfeldstärkecharakteristik zugeordnet werden kann. Wird aber die Funktion $J = f(U)$ bei irgendeiner Zeit t, bei der die Stromstärken noch nicht ihre konstanten Werte erreicht haben, gebildet, so erhalten wir die Stromspannungs- bzw. Stromfeldstärkencharakteristiken, die dem dynamischen Zustand der Ionenströmung entsprechen (dynamische Charakteristiken). Bei diesen letzten Charakteristiken ist eine exakte Angabe der Zeit, die nach dem Anlegen der Spannung verstrichen ist, erforderlich (12).

Beim Anlegen der Spannung bzw. bei Spannungssteigerung beobachtet man gewöhnlich eine Abnahme, bei Spannungserniedrigung hingegen gewöhnlich eine Zunahme des Stromes mit der Zeit. E. v. Schweidler bezeichnete dieses als Ermüdungs- bzw. als Erholungserscheinungen des Dielektrikums.

Einige Forscher führen das Absinken des Stromes mit der Zeit auf die Wirkung der elektrischen Reinigung zurück. Tatsächlich kann man experimentell zeigen, daß das der Fall ist. Ausreichend ist die Erklärung nicht. Andere Forscher führen die Erscheinungen auf die Ausbildung der Polarisationsspannung zurück. Bilden sich vor den Elektroden Raumladungen, so wirken sie so, als wären sie Schichten von hohem Widerstand. An der Kathode findet eine Verarmung negativer Ionen statt, wenn ihre Beweglichkeit größer ist als die der positiven. Dann überwiegt die positive Raumbildung vor der Kathode, die das Nachrücken von neuen positiven Ionen stört (Widerstandserhöhung). Auch an der Anode tritt unter Umständen ein ähnlicher Fall auf. Vergrößert man jetzt die Elektrodenentfernung, so wird der Strom nicht größer, weil durch die Änderung nur der Raum mit kleinem Widerstand vergrößert wird, wie das bei Flammengasen der Fall ist. Die Raumladungen an den Elektroden bedingen das Auftreten einer Polarisationsspannung. Mit wachsender Polarisationsspannung wird der Strom mit der Zeit kleiner (6, 64). Diese Auffassung verlangt, daß sich mit der Zeit die Feldverzerrung an den Elektroden ausbildet. Man sollte erwarten, daß mit abfallendem Strom der Aufbau der Feldverzerrung an den Elektroden zu beobachten wäre. Die Messungen der Stromstärke und der räumlichen Verteilung der Feldstärke als Funktion der Zeit, die gemeinsam mit Herrn J. Dantscher durchgeführt worden sind (13), zeigen, daß das nicht der Fall ist. Legt man die Spannung an die Elektroden, so beobachtet man in einigen Sekunden nach dem Anlegen der Spannung eine hohe Stromstärke und gleichzeitig eine starke Feldverzerrung an den Elektroden. Mit der Zeit wird der Strom kleiner und die Feldverzerrung abgebaut, bis ein konstanter Strom und konstante Feldverteilung erreicht sind. Wird die Spannung gesteigert, so beobachtet man einen ähnlichen Verlauf. Bei Spannungserniedrigung wird oft festgestellt, daß der Strom mit der Zeit wächst, und gleichzeitig wird der Aufbau der Feldverzerrung beobachtet. Diese Messungen sind in unreinem Chlorbenzol im Sättigungs-

stromgebiet durchgeführt. Reinigt man die Flüssigkeit, so wird die zeitliche Abhängigkeit sowohl des Stromes als auch der Feldverteilung geringer. In reinem Chlorbenzol, im Sättigungsgebiet ist im stationären Zustand $J = f(t) = \text{const}$ eine homogene Feldverteilung zwischen den Elektroden vorhanden. Daß der Sättigungsstrom in Chlorbenzol mit der Elektrodenentfernung praktisch nicht wächst, kann man durch Raumladungen an den Elektroden nicht erklären. G. Szivessy und K. Schäfer (2) beobachteten, daß sich der Ionisationsstrom bei der Bestrahlung mit ultraviolettem Licht nicht sofort in seinem vollen Betrag einstellt, sondern daß er in Paraffinöl ganz allmählich mit der Dauer der Belichtung wächst und nach einiger Zeit einen maximalen Endwert erreicht. Wird jetzt die Bestrahlung unterbrochen, so klingt der Strom langsam auf seinen konstanten Wert ab. Dazu braucht man aber eine längere Zeit als die, die dazu nötig war, um bei Belichtung den maximalen Endwert zu erreichen. Ähnliche Erscheinungen wurden zuvor von G. Jaffé (14) beobachtet, der die dielektrische Flüssigkeit mit γ-Strahlen des Radiums bestrahlte. Als Grund hierzu gab G. Jaffé das Vorhandensein von elektrolytischen „Leitungsionen" und der durch die Bestrahlung erzeugten „Strahlungsionen" an.

J. B. Whitehead und R. H. Marvin (74) untersuchten reine Transformatorenöle. Sie messen die Stromstärken nach einigen hundertstel Minuten nach dem Anlegen der Spannung. Es wurde beobachtet, daß der Strom in einigen Fällen mit der Zeit abfiel, in anderen aber unveränderlich blieb. Der Strom war unabhängig von der Feldrichtung, aber einige Sekunden nach dem Polwechsel beobachteten sie einen starken momentanen Stromstoß. Sie zeigten die Existenz der Raumladungen und ungleichmäßigen Feldverteilung in Transformatorenölen. Sie untersuchten zwei Ölproben: A frisches Öl und B mit der Luft in Verbindung gewesenes Öl. Die Anfangsleitfähigkeit stieg zuerst. Der Maximalwert fiel bei A in wenigen hundertstel Sekunden, bei B in 1 bis 2 Sekunden; beide erreichen einen konstanten Endwert. Wurde der Stromkreis unterbrochen, so wurden keine Entladungsströme beobachtet (keine Restladungen). Polwechsel bei A ergab dieselben Ströme. Bei B ist der Strom zunächst derselbe, dann steigt er, zeigt ein Maximum und fällt dann auf den normalen Wert. Als Ursache der Zeitabhängigkeit des Stromes wird die Raumladung angesehen. Der Maximalwert des Stromes wächst mit der Spannung bei B proportional und bei A schneller als proportional.

IV. Spontane Ionisation.

Die früheren Untersuchungen (15, 16, 17, 18, 19, 20 und 21) der Leitfähigkeiten in dielektrischen Flüssigkeiten beschäftigen sich mit der Frage, ob das Ohmsche Gesetz erfüllt sei und stellten ein mehr oder weniger starkes Abweichen davon fest. Als Ursache dieser Leitfähigkeit wurde von E. Warburg (19) die elektrolytische Dissoziation von Verunreinigungen bezeichnet. M. Reich (20) und G. Jaffé (14) haben in reinen dielektrischen Flüssigkeiten keine Abweichung vom Ohmschen Gesetz gefunden. H. Hertz (21) und E. Warburg (19) beobachteten, daß die Leitfähigkeit infolge des Stromdurchganges kleiner wird (Elektrische Reinigung). E. v. Schweidler (17) wies nach, daß die Leitfähigkeit der dielektrischen Flüssigkeiten durch Reinigung kleiner wird. Die Angaben über den Absolutbetrag der elektrischen Leitfähigkeit flüssiger Isolatoren, die man bei früheren Untersuchungen fand, zeigen starke Abweichungen untereinander. Das ist dadurch zu erklären, daß die Autoren mit Flüssigkeitsproben von verschiedenen Reinheitsgraden experimentiert haben. G. Jaffé hat den ersten Versuch gemacht, eine schlecht leitende Flüssigkeit (Hexan) planmäßig zu reinigen und die Frage zu klären, ob einem flüssigen Dielektrikum überhaupt eine Eigenleitfähigkeit zuzuschreiben ist. Die Reinigungsmethode der Flüssigkeit bestand in folgendem: Mehrfache Destillation wechselt ab mit lang andauerndem Stromdurchgang. Das bereits gesäuberte Untersuchungsgefäß wurde mit reinem Hexan einige Male ausgespült. Die Destillation wurde so lange fortgesetzt, bis die Leitfähigkeit unabhängig davon wurde. Das Gefäß war ein Zylinderkondensator aus Messing, in dessen Mitte sich ein Messingstab befand. Ein Ende des Stabes war mit einem Schutzring versehen, das andere aber nicht. Das Meßvolumen ≈ 150 cm³. Auch in reinstem Hexan war der Anfangswert des Stromes nach dem Einschalten der Spannung größer als der stationäre Endwert (Zeitabhängigkeit der Vorgänge). Nach genügend zahlreichen Destillationen und hinreichend langem Stromdurchgang konnte ein und derselbe Leitfähigkeitswert erhalten werden. Wird das Untersuchungsgefäß mit einem Bleimantel vor äußerer Strahlung abgeschirmt, so sinkt die Leitfähigkeit des reinen Hexans ungefähr auf die Hälfte. Bei ungereinigtem Hexan war der Einfluß des Bleimantels nicht wahrnehmbar. Mit zunehmender Reinheit der Flüssigkeit wird der Einfluß der Abschirmung mit Hilfe des Bleimantels größer. Damit wird gezeigt, daß der Einfluß der auf der Erdoberfläche überall vorhandenen Strahlung auf die Erzeugung der Ladungsträger in dielektrischen Flüssigkeiten von Bedeutung ist. Aus der Fig. 3 sieht man, daß beinahe eine vollkommene Sättigung des Stromes erreicht ist und zwar sowohl mit als auch ohne Abschirmung. Daraus erkennt man auch den Einfluß des Blei-

mantis (der äußeren Strahlung) auf den Sättigungsstrom (Ionenproduktion). Als Ordinate ist die Zahl der pro Kubikzentimeter und Sekunde erzeugten Ionen aufgetragen, die Jaffé aus den Strömen errechnet hat, indem er für die Elementarladung den damals gültigen Wert $e = 3{,}25 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. Einheiten verwendet hat. In einem anderen Fall konnte G. Jaffé zeigen, daß 69 Proz. der Eigenleitfähigkeit auf die äußere Strahlung zurückzuführen war.

Die Messungen der Leitfähigkeiten bei Ionisation mit γ-Strahlen haben gezeigt, daß die dielektrischen Flüssigkeiten ein Verhalten aufweisen, das den ionisierten Gasen ähnlich ist, ohne sich mit ihm völlig zu decken. Die Abweichungen bestanden in folgendem: 1. keine vollkommene Sättigung, 2. Einfluß der Temperatur auf die Ionenproduktion und 3. die Leitfähigkeitsänderung tritt nicht sofort mit dem Einsetzen oder Aufhören der Bestrahlung ein; es sind endliche Zeiten erforderlich, bevor die Strahlung voll zur Geltung kommt, bzw. ihre Wirkung ganz verschwindet. Als Ursache dieser Abweichung wird die Existenz der schwerbeweglichen elektrolytischen Ionen neben den leichtbeweglichen durch die Strahlung erzeugten Ionen angesehen. Durch die Fig. 3 wird gezeigt, daß in sehr reinen Hexanproben die Sättigung realisiert ist. Verwendet man starke Strahlungsintensitäten, die eine 100fache Vergrößerung der Ionenproduktion hervorruft, so erhält man eine Stromspannungscharakteristik, die vollkommene Sättigung zeigt und der Sättigungsstrom ändert sich nicht mit der Temperatur (20°—40° C). Auch die Nachwirkungen der Radiumstrahlen gehen in sehr reinem Hexan auf ein Minimum zurück. Es ist von Interesse zu erwähnen, daß die Eigenleitfähigkeiten von Heptan und Petroläther sehr nahe dem Grenzwert von Hexan stehen, und daß die Leitfähigkeit eine Funktion des Wandmaterials ist. Durch sorgfältige Reinigung werden die Anomalien der „Aufladung" (Zeitabhängigkeit) auf ein Minimum reduziert. Die in der Zeit- und Volumeneinheit erzeugte Ionenzahl ist in sehr reinem Hexan 12,6mal größer als die in Luft (216 Ionen/cm³ sec.). E. v. Schweidler (17, 23, 24) war der erste, der die dielektrischen Flüssigkeiten vom Standpunkt der Ionentheorie untersuchte und den Nachweis der freien Ladungen erbrachte. Nach seinen Untersuchungen zeigte der Strom zunächst eine Proportionalität mit der Spannung; dann aber beobachtet er eine stetig langsamere Zunahme des Stromes mit wachsender Spannung. Das deutete darauf hin, daß es in dielektrischen Flüssigkeiten einen Sättigungsstrom geben muß. Diese Untersuchungen sind in Flüssigkeiten (Petroleum, Hexan, Toluol usw.) mit großer Eigenleitfähigkeit durchgeführt worden, die ohne besondere Reinigungsmethoden behandelt worden waren. J. Schröder (25) untersuchte gereinigten Äthyläther und fand, daß der Verlauf der Stromspannungscharakteristik von dem Stromdurchgang abhängig ist. Zuerst erhielt er eine Stromspannungskurve, die eine

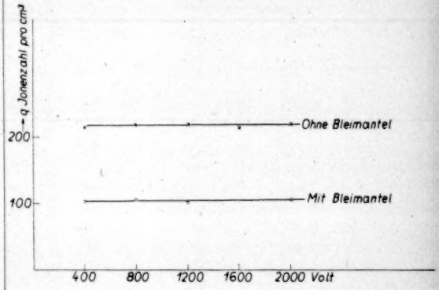


Fig. 3. Einfluß der Abschirmung der äußeren Strahlung mit Bleimantel (Dicke = 3 cm) auf die Stromspannungskurve im reinen Hexan. Meßgefäß: Zylinderkondensator. Äußerer Zylinder positiv. (Wird der äußere Zylinder negativ geschaltet, so ist der Sättigungsstrom J_s um etwa 40 Proz. größer.)

$$\text{Ionenzahl } q = \frac{J_s}{V \cdot e}$$

J_s = Sättigungsstrom; V = Volumen = 170 cm³; e = Elementarladung ($e = 3{,}25 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh., wie es 1909 galt.)
Die Fläche des äußeren Zylinders $F = 179$ cm².
Die Fläche des inneren Zylinders $f = 11{,}3$ cm².

sehr schlechte Sättigung zeigte. Am nächsten Tag (in der Zwischenzeit stand die Flüssigkeit unter Spannung), erhielt er eine kleinere Leitfähigkeit und bessere Annäherung an die Sättigung. Bei der ersten Kurve war bei $U = 1400$ Volt (Sättigungsgebiet) $J = 95 \cdot 10^{-10}$ Amp.; bei der 10. Kurve betrug J etwa $18 \cdot 10^{-10}$ Amp. bei derselben Spannung (keine vollkommene Sättigung). Damit war zum erstenmal ein „elektrolytischer" Sättigungsstrom realisiert und die Analogie zwischen den dielektrischen Flüssigkeiten und Gasen in dem Verhalten des Stromes mit der Spannung hergestellt worden. Auf Grund dieser Stromspannungscharakteristik übertrug G. Mie (26) die von ihm entwickelte strenge Theorie der Ionenleitung in Gasen auf die dielektrischen Flüssigkeiten. Von den ionisierten Gasen her ist es bekannt, daß die Abhängigkeit der Leitfähigkeit $\lambda \left(\lambda = \frac{J}{U}\right)$ von der Stromstärke, die aus der Stromspannungskurve gewonnen werden

kann, in erster Annäherung durch die Thomsonsche Parabel gegeben wird. Mie hat gezeigt, daß die Funktion $\lambda = \lambda(J)$ in zweiter Näherung eine Abweichung von der Parabel zeigt, und daß ihr Verlauf von zwei Konstanten p und $\varkappa$ abhängt.

$$p = \frac{(v_p + v_n)}{a K} \cdot e \text{ und } \varkappa = \frac{v_n - v_p}{v_n + v_p};$$

v = Beweglichkeit der Ionen; a = Wiedervereinigungskoeffizient; K = Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit; e = Ionenladung. Nach Langevin ist für dichte Gase $p = 1$. Hier wird die Flüssigkeit als sehr dichtes Gas betrachtet. Die Konstante $\varkappa$ ist für Gase sehr klein. Mie setzt $\varkappa = 0{,}7$ an. Die von Mie nach diesen Gesichtspunkten errechnete Kurve stimmte mit den von Schröder (25) erhaltenen Meßergebnissen gut überein. Die anschließend an die Arbeit von Schröder vorgenommenen Untersuchungen von J. Faßbinder (8) klärten die noch von Schröder offengelassenen Fragen und deuteten auf die in der Nähe der Elektroden sich abspielenden Erscheinungen hin. In einer anderen Arbeit reinigte Jaffé (27) Hexan so, daß die Flüssigkeit eine spezifische Leitfähigkeit von unterhalb 10^{-18} $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ besaß und gab Zusätze von ölsaurem Blei (Bleioliat) hinein. Auf diese Weise konnte er im Gegensatz zu den vorherigen Arbeiten, wo die Flüssigkeiten die unbekannten und zufälligen Beimengungen enthielten, den Sättigungsstrom als Funktion der Konzentration der elektrolytischen Beimengungen in kontrollierbarer und reproduzierbarer Weise studieren. Die Leitfähigkeit der Flüssigkeit mit Bleioliat lag zwischen 10^{-13} bis 10^{-15} $\text{cm}^{-1}\,\Omega^{-1}$. Die im Elektrodenzwischenraum pro Sekunde erzeugte Ionenzahl hat einen endlichen Betrag 10^{17} (vgl. auch v. Schweidler, Wien. Ber. 113, 896, 1904). Sowohl die Ionenbildungsstärke als auch der Wiedervereinigungskoeffizient sind ermittelt worden. Die Langevinsche Relation wurde durch direkte Versuche bestätigt. Das in der oben zitierten Arbeit erhaltene experimentelle Ergebnis, daß die Ionenbildungsstärke bei Zimmertemperatur ein Minimum aufweist, erscheint nicht ganz verständlich und benötigt deshalb eine Nachprüfung. Bei neueren Untersuchungen wurde beobachtet, daß der Sättigungsgrad der Stromspannungscharakteristik mit fortschreitender Reinigung besser wird und in sehr gut gereinigten Flüssigkeiten (30) bei spontaner Ionisation praktisch ganz gesättigte Ströme zu erhalten sind. Die Stromfeldstärkekurven, die Jaffé nach etwa zweistündigem Stromdurchgang in Petroläther, in dem $3{,}63 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ Bleioliat gelöst war, gewonnen hat, sind in der Fig. 4a dargestellt. Die vollkommene Sättigung ist nicht vorhanden. In der Fig. 4b ist der Strom bei $\mathfrak{E} = 2000$ Volt/cm als Funktion der Elektrodenentfernung aufgetragen. Diese Ströme entsprechen den Sättigungsströmen. Man sieht aus Fig. 4b, daß der Elektrodenentfernung Null ein Sättigungsstrombetrag $i_s = 5{,}5 \cdot 10^{-12}$ Amp./cm entspricht. Mit wachsendem Elektrodenabstand wird der Sättigungsstrom größer. Die Zunahme von i_s mit δ ist konstant. Aus den oben geschilderten Verhältnissen haben wir zu folgern, daß bei der Ionisation in dielektrischen Flüssigkeiten zwei Effekte eine Rolle spielen: Volumen- und Flächeneffekt. Die Ionenproduktion findet nicht nur im Volumen, sondern auch an den Elektrodenoberflächen statt. Der erste Betrag wächst mit δ proportional, der zweite aber ändert sich mit δ nicht. Mit wachsender Konzentration der elektrolytischen Beimengungen (Bleioliat) wird sowohl die Zunahme des Stromes mit δ als auch der Flächeneffekt erhalten, und zwar wachsen beide Beträge des Sättigungsstromes viel schneller als die Konzentration. Daraus darf gefolgert werden, daß die Vorgänge an den Elektroden im wesentlichen beeinflußt werden durch die Vergrößerung der Ionenproduktion im Volumen.

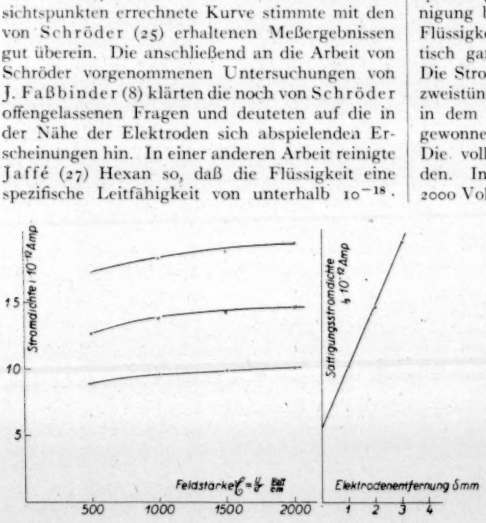


Fig. 4a. Strom-Feldstärke-Kurve. Lösung von $3{,}63 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ Bleioliat in Petroläther nach etwa 2 Stunden Stromdurchgang. Stromstärke unabhängig von Stromrichtung.

Fig. 4b. Die Abhängigkeit des Sättigungsstromes $i_s\left(\mathfrak{E} = 2000 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}\right)$ von der Elektrodenentfernung.

Man kann aber zeigen, daß sehr reine Flüssigkeiten bei spontaner Ionisation einen sehr schwachen Volumeneffekt zeigen (Hexan), bei Chlorbenzol verschwindet er sogar praktisch voll-

kommen und bei Mineralölen oder bei Toluol fällt J_s mit δ (30) (siehe Fig. 6).

Die Beziehung zwischen Ionenbildungsgeschwindigkeit q und der Konzentration η Mol/cm³ ist durch eine Reaktionsgleichung zweiter Ordnung gegeben

$$q = \beta\,[\eta\,(1-\gamma)]^2,$$

wo γ den Dissoziationsgrad darstellt (γ ist neben 1 zu vernachlässigen).

Die Beschaffenheit der Elektrodenoberfläche hat einen Einfluß auf die Leitfähigkeit. Auch der Einfluß des Stromdurchganges ist für die Leitfähigkeit von Bedeutung. Die Messungen der Stromspannungscharakteristiken bei verschiedenen Elektrodenentfernungen können durchgeführt werden, indem man ein Gefäß mit verstellbarem Elektroden oder mehrere kommunizierende Gefäße mit verschiedenen, aber festen Elektrodenentfernungen wählt. Sowohl die eine als auch die andere Anordnung besitzt einen Nachteil. Die durch Veränderung der Elektrodenentfernung hervorgerufene Störung könnte die Versuchsbedingungen ändern. Im zweiten Fall (verschiedene feste Elektrodenabstände) kann als Fehlerquelle die unvermeidliche, wenn auch geringe Verschiedenheit der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden betrachtet werden. Die beiden Fehlerquellen sind so weit heruntergedrückt worden, daß die Messungen der Sättigungsströme als Funktion der Elektrodenentfernung in beiden Versuchsanordnungen die-

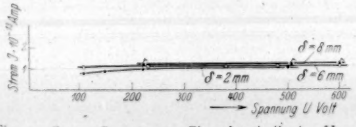


Fig. 5. Strom-Spannungs-Charakteristik in Hexan bei $\delta = 2$, 6 und 8 mm.

selbe Abhängigkeit ergaben. In der Fig. 5 sind die Messungen der Stromspannungscharakteristiken im Hexan dargestellt. Die Abhängigkeit der Sättigungsstromdichte von der Elektrodenentfernung im Hexan, Chlorbenzol, Mineralöl ist in der Fig. 6 wiedergegeben. Die Messungen sind in gut gereinigten Flüssigkeiten durchgeführt, aber äußerst rein waren die Flüssigkeiten nicht. Wir sehen, daß im Chlorbenzol der Sättigungsstrom mit der Elektrodenentfernung ganz schwach zunimmt. Die Zunahme pro 1 mm Abstand beträgt etwa 2 Proz. Der auf $\delta = 0$ extrapolierte Wert der Sättigungstromdichte ist etwa $4{,}1 \cdot 10^{-11}$ Amp./cm². Im Mineralöl fällt sogar der Sättigungsstrom mit der Elektrodenentfernung ziemlich stark. Bei 6facher Vergrößerung der Elektrodenentfernung beträgt die Abnahme des Sättigungsstromes etwa 30 Proz. In Toluol ist diese Abnahme viel stärker ausgeprägt. Im Hexan ist die Zunahme des Sättigungsstromes mit δ stärker als im Chlorbenzol, sie beträgt 4,5 Proz. pro mm; der auf $\delta = 0$ extrapolierte Wert der Sättigungsstromdichte beträgt etwa $11{,}8 \cdot 10^{-15}$ Amp./cm². Destilliert man die getrocknete und filtrierte Flüssigkeit mehrfach (sechsmal), indem bei jeder Destillationsstufe die elektrische Behandlung durchgeführt wird und wendet man zum

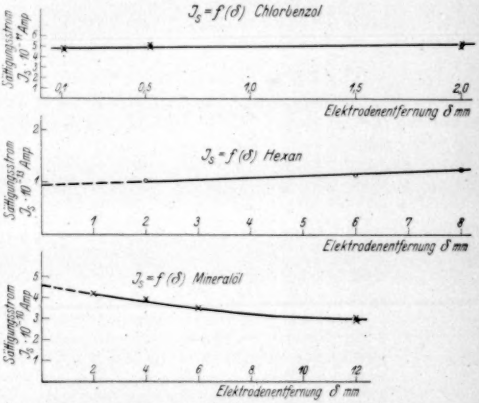


Fig. 6. Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Elektrodenentfernung in Chlorbenzol, Hexan und Mineralöl.

Schluß die Vakuumdestillation an, so erhält man die auf $\delta = 0$ extrapolierte Sättigungsstromdichte in Hexan

$$i_s = 2 \cdot 10^{-16}\,\frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}.$$

Die Stromspannungskurve zeigte eine vollkommene Sättigung. Der in Toluol gewonnene Wert von i_s ist von derselben Größenordnung. Danach ist die in der Zeiteinheit pro cm² erzeugte Ionenzahl q in Hexan

$$q = \frac{i_s}{e} = \frac{2 \cdot 10^{-16}}{1{,}56 \cdot 10^{-19}} = 1{,}28 \cdot 10^{3}.$$

Es muß hier erwähnt werden, daß für diese Messungen die Elektroden sehr sauber sein müssen. Dasselbe gilt auch für das Versuchsgefäß. Man destilliert eine äußerst reine Flüssigkeit (Endprodukt) in das saubere und trockene Versuchsgefäß unter Luftabschluß, läßt es einige Zeit stehen und führt dann diese Flüssigkeit zum Ausgangsgefäß der Reinigungsapparatur, ohne die feuchte Luft in das Versuchsgefäß hineinzulassen. Dann spült man das Versuchsgefäß mit der hineindestillierten Flüssigkeit (Endprodukt) gut aus.

Bei dieser Gelegenheit werden die Reste der Beimengungen, die eventuell an den Elektroden oder an den Gefäßwänden haften, gelöst und durch die Spülung entfernt.

G. Jaffé verwendete für die Messungen koaxiale Zylinder. Das Meßvolumen betrug 170 cm³.

Der Sättigungsstrom ist etwa um 40 Proz. größer, wenn der äußere Zylinder als Kathode (J_s^-) geschaltet wird, als wenn er als Anode (J_s^+) dient. Wegen des Polaritätseffektes ist die Bestimmung der Sättigungsstromdichte nicht ganz eindeutig.

Wird der äußere Zylinder positiv geladen, so ist die Sättigungsstromdichte

$$i_s^+ = \frac{J_s^+}{F} = 2{,}3 \cdot 10^{-17} \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2},$$

wo $F = 179$ cm² die Fläche des äußeren Zylinders und J_s^+ der gemessene Sättigungsstrom bedeutet. Wird der äußere Zylinder aber als Kathode geschaltet, so ist

$$i_s^- = \frac{J_s^-}{F} = 3{,}83 \cdot 10^{-17} \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}.$$

Wird aber der Sättigungsstrom auf die Flächeneinheit des inneren Zylinders, dessen Fläche $f = 11{,}3$ cm² ist, bezogen, so erhält man

$$i_s^+ = \frac{J_s^+}{f} = 3{,}65 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}$$

und

$$i_s^- = \frac{J_s^-}{f} = 6{,}06 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}.$$

Der mit symmetrischer Plattenelektrodenanordnung gewonnene Wert der Sättigungsstromdichte liegt zwischen den obigen Werten. Deshalb ist es vielleicht zweckmäßiger, in Hexan mit einer Ionenbildungsstärke von etwa 10^3 Ionen/cm² sec. zu rechnen.

Daß der Sättigungsstrom mit der Elektrodenentfernung schwach zunimmt (Chlorbenzol, Hexan) und der Hauptanteil des Sättigungsstromes unabhängig von der Elektrodenentfernung ist, oder daß der Sättigungsstrom mit dem Abstand sogar fällt, wie das bei Mineralöl und Toluol der Fall ist, spricht stark dafür, daß bei spontaner Ionisation der Hauptsitz der Ionenerzeugung an den Elektroden liegen muß. Verfolgt man den Sättigungsstrom J_s als Funktion der Elektrodenflächengrößen F, so erhält man eine einfache Proportionalität, wie das auch zu erwarten ist

$$J_s = C \cdot F. \qquad (1)$$

Auf Grund dieser Beziehung dürfen wir den Begriff der Sättigungsstromdichte einführen. Natürlich ist über diese Flächenionisation auch die Volumenionisation in den Flüssigkeiten überlagert infolge der Wirkung der kosmischen Strahlung, wie das G. Jaffé gezeigt hat. Die Experimente sprechen in diesem Sinne (schwache Zunahme von J_s mit δ).

Die Beziehung zwischen der Sättigungsstromdichte i_s und der Elektrodenentfernung δ wird für Hexan und Chlorbenzol durch die Gleichung

$$i_s = i_{s0} + k\,\delta \qquad (2)$$

dargestellt. Für Öle und Toluol gilt die Gleichung nicht.

Die oben geschilderten Resultate sagen nichts darüber aus, ob die Ladungsträger an den Elektroden aus den Flüssigkeitsmolekülen gebildet werden, oder ob sie aus den Elektroden austreten. Im ersten Fall hätten wir vor den Elektroden im Durchschnitt ebensoviel positive wie negative Träger gehabt. Im zweiten Fall würden Träger nur eines Vorzeichens vorhanden sein oder weil noch eine schwache Volumenionisation vorhanden sein kann, würden Träger eines Vorzeichens überwiegen. Dieser Umstand bedingt eine unipolare Leitung oder eine Leitung, bei der die Strömung der Träger eines Vorzeichens stärker ausgeprägt ist. Das muß aber einen Polaritätseffekt des Sättigungsstromes und einseitige Feldverzerrung zur Folge haben. Die Experimente zeigen, daß beides zutrifft.

Nehmen wir an, daß an der Elektrode pro Flächen- und Zeiteinheit q_- negative und q_+ positive Träger entstehen. Die Fläche der großen Plattenelektrode sei F und die der kleinen f. Der Sättigungsstrom ist gegeben

$$J_s^- = (F \cdot q_- + f \cdot q_+) \cdot e \qquad (3)$$

wenn die große Elektrode Kathode ist. Im Falle $q_- = q_+$ ist der Sättigungsstrom davon unabhängig, ob die große Elektrode Kathode oder Anode ist. Infolge des Polaritätseffekts bei Sättigungsströmen werden wir zu der Gleichung

$$q_- = c \cdot q_+$$

geführt, in der $c \neq 1$ ist. Größere Sättigungsströme erhalten wir, wenn $c > 1$ ist. Das besagt aber, daß an den Elektroden mehr negative Träger entstehen. Das entspricht dem Polaritätseffekt der Sättigungsströme, wenn die Flüssigkeit und das Metall nicht lange aufeinander gewirkt haben. Im Falle der reinen unipolaren Leitung sollte man bekommen

$$\frac{J_s^-}{J_s^+} = \frac{F}{f}.$$

Auch die Messung der Sättigungsströme bei koaxialer Zylinderanordnung in sehr reinem Hexan hat ergeben, daß $J_s^- > J_s^+$ (J_s^- Strom, wenn der äußere Zylinder Kathode ist).

Im Falle unipolarer Leitung bei niedrigen Spannungen ist der Strom zwischen den Plattenelektroden

$$J = n \cdot v \cdot \mathfrak{E} \cdot e, \qquad (4)$$

wo n die Ionendichte, v die Beweglichkeit der Ionen, $\mathfrak{E}$ die Feldstärke und e die Elementarladung bedeuten. Die dazugehörige Poissonsche Gleichung lautet:

$$\frac{d\mathfrak{E}}{dx} = 4\pi n e . \qquad (5)$$

Aus den beiden Gleichungen (4) und (5) ergibt sich

$$\frac{d\mathfrak{E}}{dx} = \frac{4\pi J}{v \cdot \mathfrak{E}} .$$

Durch Integration erhalten wir

$$\mathfrak{E}^2 = \frac{8\pi J}{v} \cdot \delta . \qquad (6)$$

Die Integrationskonstante ist gleich Null, weil angenommen werden kann, daß bei $\delta = 0$ in der Nähe der Kathode $\mathfrak{E} = 0$ ist, wenn die durch den Kondensator fließenden Ströme so gering sind, daß die Ionenkonzentration an der Kathode nicht wesentlich reduziert wird. Das ist der Fall, wenn negative Träger an den Elektroden erzeugt werden.

Setzen wir $\mathfrak{E} = \frac{dU}{dx}$ in die obige Gleichung ein und integrieren sie, so erhalten wir

$$U = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi \cdot J}{v}} \cdot \delta^{3/2} .$$

Auch hier fällt die Integrationskonstante fort, da bei $\delta = 0$ auch $U = 0$ ist. Daraus sehen wir, daß die Potentialverteilung zwischen den Elektroden durch eine Neilsche Parabel gegeben ist. Im Falle reiner negativer Ionisation an der Kathode ist die größte Feldverzerrung an der Anode zu erwarten, die gegen die Kathode schwächer wird. Die Beziehung zwischen Strom und Spannung kann aus der obigen Gleichung erhalten werden. Sie ist

$$J = U^2 \cdot \frac{1}{\delta^3} \cdot \frac{9v}{32\pi} . \qquad (7)$$

Bei konstanter Elektrodenentfernung steigt der Strom mit der Spannung quadratisch an, und zwar gilt das für sehr geringe Spannungen. Leider liegen keine einwandfreien Messungen der Stromspannungscharakteristiken in sehr reinen Flüssigkeiten bei sehr geringen Spannungen vor. Bei konstanter Spannung fällt der Strom mit der dritten Potenz der Elektrodenentfernung. Tatsächlich ist in Toluol ein sehr starkes Abfallen des Stromes mit der Elektrodenentfernung beobachtet worden.

Aus den obigen Gleichungen kann auch die Ionenbeweglichkeit errechnet werden.

$$v = \frac{J \cdot \delta^3}{U^2} \cdot \frac{32\pi}{9} . \qquad (8)$$

Wird J in Amp. und U in Volt eingesetzt, so erhalten wir

$$v = \frac{J \cdot \delta^3}{U^2} \cdot 10^{13} = J \cdot \mathfrak{E}^2 \cdot \frac{1}{\delta} \cdot 10^{13} .$$

In Wirklichkeit liegt der Fall nicht so einfach, weil gewöhnlich Volumen und Oberflächenionisierung zusammen wirken. Wenn man auch den Polaritätseffekt teilweise durch den Diffusionsvorgang zu erklären vermag, so sprechen die in Toluol gewonnenen Resultate doch dafür, daß an den Elektroden Träger eines Vorzeichens im Überschuß entstehen.

Die Experimente haben ergeben, daß eine sehr saubere Silberelektrode in sehr reinem Hexan eine positive Aufladung zeigt. Danach wäre anzunehmen, daß die der Elektrode benachbarte Flüssigkeitsschicht eine negative Ladung trägt (Kontaktspannung). Diese in der Flüssigkeit befindlichen Ladungsträger könnten von der angelegten Spannung in Bewegung gesetzt werden.

Wie deutet man nun die Entstehung dieser negativen Ladungen in der Flüssigkeit in der Nähe der Elektroden? Eine nähere Überlegung zeigt, daß man mit der Annahme einer thermischen Elektronenemission aus dem Metalle oder einer Wirkung einer Strahlung nicht auskommt. Die Messungen des Sättigungsstromes bei Dunkelheit und dann bei Tageslicht haben keinen Effekt ergeben. Also kann man an eine photoelektrische Wirkung des Tageslichtes nicht denken. Man könnte annehmen, daß die minimalen fremden Substanzen, die an den Elektroden haften, und die kaum restlos zu entfernen sind, den Flächeneffekt verursachen. Aber man muß bedenken, daß geringe Mengen der Verunreinigungen, die elektrolytisch wirken, auch in der Flüssigkeit anzunehmen sind, wenn sie auch extrem gereinigt worden ist. Diese letzteren müßten dann einen Sättigungsstrom zur Folge haben, der proportional mit der Elektrodenentfernung wächst.

Sehr wahrscheinlich spielen hier die Vorgänge in der Grenzschicht Metall/Flüssigkeit eine Rolle (Kontaktspannung). A. v. Hippel (60) hat für elektrolytisch leitende Flüssigkeit den Versuch gemacht, die „elektrolytische Lösungstension" atomphysikalisch zu deuten und gezeigt, daß darunter eine schrittweise Ionisierung durch Hydratation zu verstehen ist. Auch zwischen sehr reinen Flüssigkeiten und Metallen ist ein Potentialsprung zu erwarten. Die Existenz dieser Potentialdifferenz (zwischen zwei Phasen, deren Dielektrizitätskonstanten D_1 und D_2 verschieden sein können) kann man durch die Ungleichheit

$$\varphi_+ \lesssim \Phi_-$$

erklären, wobei φ_+ die Austrittsarbeit des Elektrons aus dem Metall und Φ_- die Energie, die frei wird, wenn ein Elektron aus dem Vakuum

in die Flüssigkeit hineingebracht wird, bedeuten (61). Im Falle

$$\varphi_+ < \Phi_- \qquad (9)$$

ist ein „freiwilliger" Austritt der Elektronen aus dem Metall bedingt. Das Metall bleibt positiv geladen zurück und zwischen Metall/Flüssigkeit entsteht ein Potentialsprung. Es ist einleuchtend, daß der Dipolcharakter der Flüssigkeitsmoleküle und die Stellung des betreffenden Metalls in der Spannungsreihe eine Rolle spielen. Leider liegen in dieser Richtung keine Messungen vor. Die Messungen der Potentialdifferenz und die Untersuchungen von J_s bei verschiedenen Elektrodenmaterialien (in Hinblick auf ihre verschiedenen Austrittsarbeiten der Elektronen) sind in Aussicht gestellt.

Die elektrochemischen Vorgänge, die sich eventuell zwischen Flüssigkeit und Metall abspielen, können ebenfalls von Bedeutung sein.

Die neueren Untersuchungen (29, 30) haben ergeben, daß in gut gereinigtem Hexan nur eine schwache Zunahme des Sättigungsstromes mit der Elektrodenentfernung festzustellen ist (Fig. 6). Die Beziehung zwischen der Sättigungsstromdichte i_s und der Elektrodenentfernung δ ist durch eine Gerade

$$i_s = i_{s_0} + k \cdot \delta, \qquad (2)$$

die nicht durch den Nullpunkt geht, gegeben. Der Elektrodenentfernung $\delta = 0$ entfällt ein bestimmter Sättigungsstrombetrag i_{s_0}, der auf die Existenz der Flächenionisation hindeutet. Die Konstante k gibt die Zunahme des Sättigungsstromes mit der Elektrodenentfernung an und ist als ein Maß für die Volumenionisation zu betrachten.

Welo (72) beschreibt eine Methode, um aus den Flüssigkeiten Staub, Luft und Suspensionen zu entfernen. Damit erreicht er große Reinheit der zu untersuchenden Flüssigkeit. Die spezifische Leitfähigkeit, die er angibt, beträgt etwa 10^{-18} Ohm^{-1} cm^{-1}. Er nimmt an, daß bei spezieller Behandlung $\lambda \leq 10^{-19}$ Ohm^{-1} cm^{-1} erreicht werden könnte. Er untersucht auch den Verlustwinkel. Zu Beginn der Reinigung wurde die Sättigungserscheinung beobachtet. Bei weiterer Reinigung verschwand sie, und erst bei noch weiterer Reinigung war der Sättigungsstrom wieder zu messen.

Black (67) untersucht den zeitlichen Verlauf der Stromstärke bei konstant gehaltener Spannung bei niedrigen Feldern und erklärt ihn durch Widerstandsschichten (Kontaktwiderstände), die sich mit der Zeit ausbilden. In einer späteren Veröffentlichung zeigten D. H. Black und R. H. Nisbeth (75), daß die oben erwähnte Kontaktwiderstandstheorie durch weitere Experimente in Paraffinöl bestätigt wird. Sie fanden, daß der Widerstandsstromzusammenhang linear ist. Die beiden Forscher erwarten aber nicht, daß dies immer der Fall ist; denn sowohl die Gastheorie als auch eine Kontaktwiderstandstheorie bedingen, daß nur so lange ein geradliniger Zusammenhang besteht, als sich das Gebiet des höheren Potentialgradienten bei den Elektroden über eine Entfernung erstreckt, die im Vergleich zu der Entfernung zwischen ihnen nur klein ist. Sie zeigten die Abweichung von dem linearen Gesetz durch Anwendung genügend hoher Feldstärken (17000 Volt/cm) bei genügend dünnen Schichten ($\delta =$ 0,4 mm). Um die Existenz des Sättigungsstromes zu zeigen, tragen sie die Leitfähigkeit gegen den reziproken Wert des Stromes auf und ermitteln durch Extrapolation den Maximalstromwert annähernd zu 10^{-7} Amp. Aus diesem Sättigungsstromwert sieht man schon, daß die untersuchte Flüssigkeit nicht rein war, und infolgedessen können wir diese Betrachtung nicht ohne weiteres auf ganz reine Flüssigkeiten übertragen. Sie fanden, daß der Strom, der nach dem Polwechsel fließt, immer größer ist, als der, der unmittelbar vorher floß. In der vorhergehenden Arbeit (67) wurde gezeigt, daß der Strom nach dem Polwechsel allmählich zu einem Maximum anstieg und dann auf einen stationären Wert fiel. In manchen Fällen wurden zwei Maxima beobachtet. Wie die Experimente anderer Forscher zeigen, sind die Stromstärken im stationären Zustand in sehr gut gereinigten Flüssigkeiten unabhängig von der Feldrichtung. Auf Grund ihrer Untersuchungen glauben Black und Nisbeth die Annahme anderer Autoren, daß das Feld zwischen den Elektroden homogen verteilt ist, nicht unterstützen zu können. Nun haben die direkten Messungen der Potentialverteilung mit Hilfe des Kerreffektes gezeigt (13, 57), daß das Feld kurz nach dem Anlegen der Spannung wohl unhomogen ist, aber daß die Feldverzerrung mit der Zeit abgebaut und im stationären Zustand eine gleichmäßige Feldverteilung erreicht wird. Daß in ionenarmen Elektrolyten Raumladungen in der Nähe der Elektroden auftreten können, haben Coster und Schurmann im A. Cohnschen Institut (68) gezeigt.

Herzfeld (64) betrachtet die Möglichkeit des Überganges von Ionen und Elektronen von guten Leitern in schlechte und umgekehrt. Grenzt das Metall an ein Vakuum oder einen Kristall, so können die Elektronen das Metall wegen der Austrittsarbeit nicht verlassen. Deswegen sind Vakuum und Kristalle gute Isolatoren. Wasser hat elektrolytische Eigenschaften, da Ionen an den Elektroden entladen werden, während Elektronen die Grenzfläche nicht ohne weiteres passieren können. Ionen in Elektrolyten entladen sich an den Elektroden durch starke elektrische

Felder, die zwischen den Ionen und der Elektrode entstehen. Die Diskussion des Einflusses der Raumladung bei homogener Volumenionisierung ergibt zunächst, daß der Einfluß der Diffusion bei einigermaßen großen Raumladungsfeldern zu vernachlässigen ist, und daß dieser nur in unmittelbarer Nachbarschaft der Elektrode eine Rolle spielen kann. Die Raumladung entsteht durch Störung des Gleichgewichts zwischen Dissoziation und Rekombination durch den Strom. In den Gebieten, in denen Raumladungen vorhanden sind, ist die Ionendichte kleiner, als sie es ohne Strom wäre. Wenn nach längerem Stromdurchgang eine Vergrößerung der Leitfähigkeit eintritt (z. B. nach Kommutieren des Feldes), so kann diese Vergrößerung der Ionendichte durch einen Widerstand verursacht sein, der die Ionen an ihrer Endladung an den Elektroden hindert. Diese Ionen müßten in einer sehr dünnen Schicht unmittelbar an den Elektroden sitzen, so daß nur ein sehr geringer Spannungsabfall der Schicht auftritt.

V. Ionisation durch Strahlung.

J. J. Thomson (31) stellte zum ersten Male fest, daß durch Bestrahlung der dielektrischen Flüssigkeiten mit Röntgenstrahlen die Leitfähigkeit der Flüssigkeit erhöht wird. P. Curie (32) fand, daß derselbe Effekt auch mit den durchdringenden Strahlen des Radiums erhalten werden kann. J. Stark und W. Steubing wiesen nach (33), daß die ultravioletten Strahlen bei einer großen Zahl schlecht leitender Flüssigkeiten ionisierend wirken. Quantitative Messungen zur Erhöhung der Leitfähigkeiten im Paraffinöl durch Bestrahlung mit ultravioletten Licht wurden von G. Szivessy und K. Schäfer ausgeführt. Das von ihnen verwendete Paraffinöl war als „rein" bezogen und wurde der „elektrischen Selbstreinigung" unterzogen. Mißt man den Ionisationsstrom, der die Differenz zwischen den Stromwerten mit und ohne Bestrahlung im stationären Zustand darstellt, als Funktion der angelegten Spannung, so erhält man eine Stromspannungscharakteristik, die analog den ionisierten Gasen einen Sättigungsstrom zeigt, ohne eine vollständige Sättigung aufzuweisen. Das von G. Jaffé (14) durch γ-Strahlen und H. Greinacher (34) durch α-Strahlen beobachtete langsame Ansteigen des Stromes mit der Belichtungsdauer und Abfallen des Stromes nach Abstellung der Bestrahlung, wurde von G. Szivessy und K. Schäfer auch bei Bestrahlung mit ultravioletten Licht beobachtet. Es zeigte sich, daß der zeitliche Anstieg des Ionisationsstromes viel rascher verlief, als der zeitliche Abfall nach Unterbrechung der Belichtung. Die Größe des Ionisationsstromes ist sowohl bei γ-Strahlen wie bei α-Strahlen des Radiums als auch bei ultravioletten Licht unabhängig von der Stromrichtung.

G. Jaffé untersuchte die Ionisation von verschiedenen reinen dielektrischen Flüssigkeiten durch γ-Strahlen des Radiums (14, 28). Untersucht wurden: Schwefelkohlenstoff, Tetrachlorkohlenstoff, Petroläther und Benzol. Als Ionisator diente Radium (20 mg von reinem Chlorid). Die Strahlen hatten 4 m/m Messing und eine 10 m/m Flüssigkeitsschicht zu durchsetzen, bis sie die Ionisationskammern erreichten. Die Eigenleitfähigkeit der Flüssigkeit mußte möglichst heruntergesetzt werden, damit sie keinen merklichen störenden Einfluß auf die Messung der Ionisationsströme ausüben konnte. Durch mehrfache Destillation und elektrische Reinigung wurde $\lambda = 10^{-16}$ bis $10^{-17}\ \Omega^{-1}\ \mathrm{cm}^{-1}$ erreicht. Die λ-Werte waren wohl definiert, allerdings bei verschiedenen Proben verschieden. Die Leitfähigkeit ist zuerst ohne Strahlung, dann mit und dann wieder ohne sie gemessen, und daraus

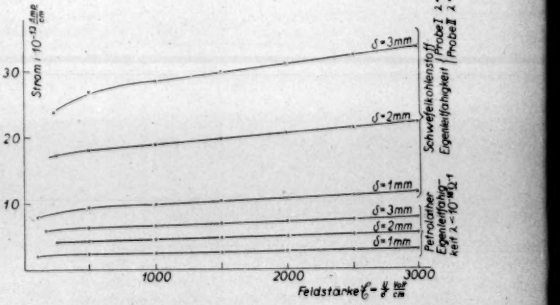


Fig. 7. Strom-Feldstärke-Charakteristiken bei verschiedenen Elektrodenentfernungen im Petroläther und Schwefelkohlenstoff. Ionisation durch Radiumstrahlen. Die Eigenleitfähigkeiten sind abgezogen worden. Die Elektrodenfläche 38,5 cm²; J gemessener Ionisationsstrom

$$i = \frac{J}{F}.$$

die Zunahme der Leitfähigkeit in stationärem Zustand bestimmt worden. Jeder Meßpunkt der Fig. 7 stellt einen Mittelwert von 3 Messungen dar. Die Stromfeldstärkecharakteristiken sind bei steigenden und fallenden Span-

nungen aufgenommen worden. Die Resultate in derselben Substanz stimmen auf 1—3 Proz. überein, an verschiedenen hingegen 5—6 Proz.

Die Abhängigkeit des Ionisationsstromes I und der Feldstärke $\mathfrak{E} = \frac{U}{\delta}$ (δ = Elektrodenentfernung; U = Spannung) wird durch die Gleichung

$$I = f(\mathfrak{E}) + c\,\mathfrak{E} \qquad (10)$$

gegeben. Der Verlauf des ersten Gliedes der Funktion ist nicht untersucht worden. Bei den

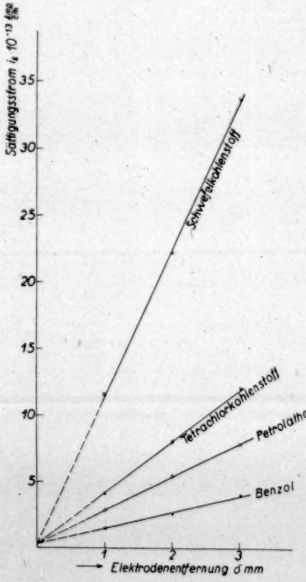


Fig. 8. Die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Elektrodenentfernung in verschiedenen Flüssigkeiten. Ionisation durch Radiumstrahlen. Die Eigenleitfähigkeiten sind abgezogen worden. Elektrodenfläche $F = 38{,}5$ cm². Gemessener Ionisationssättigungsstrom J_s

$$i_s = \frac{J_s}{F}.$$

Feldstärken, die zwischen 500 und 1000 Volt/cm liegen, wird $f(\mathfrak{E}) = a = \text{const}$ und oberhalb $\mathfrak{E} = 1000$ Volt/cm erhalten wir:

$$J = a + c\,\mathfrak{E}. \qquad (10a)$$

Die Konstante a wird als Sättigungskoeffizient bezeichnet. Die Konstante c gibt die Steigung des Stromes mit wachsender Feldstärke im Sättigungsgebiet an. Bildet man den Quotienten $\frac{c}{a} = r$, so bekommt man ein Maß für den Mangel an Sättigung. r ist für dieselbe Flüssigkeit mit δ = konst, auch bei verschiedenen Strahlungsintensitäten konstant und nicht sehr verschieden bei verschiedenen Flüssigkeiten

$$a = q \cdot \delta + q'. \qquad (11a)$$

[Siehe auch die Gleichung (2).] Die Fig. 8 stellt die Abhängigkeit der Konstanten a von der Elektrodenentfernung dar. Da aber a der Sättigungsstromdichte i_s proportional gesetzt werden darf, ist in der Fig. 8 statt a die Größe i_s eingezeichnet. Diese Kurven repräsentieren die Gleichung (11a). Es ist auffallend, daß der Betrag des Sättigungsstromes, der der Flächenionisation (q') zukommt, für alle in der Fig. 8 dargestellten Kurven denselben Wert hat. Dieser Betrag des Sättigungsstromes ist gering. Der Strom wird bei Bestrahlung von reinen Flüssigkeiten in der Hauptsache im Volumen erzeugt. Diese lineare Abhängigkeit erklärt sich dadurch, daß die Ionisation einer äußerst durchdringenden Strahlung q und einer sehr leicht absorbierbaren Sekundärstrahlung q' zugeschrieben werden kann. Letztere wird von einer Flüssigkeitsschicht von 1 m/m Dicke vollständig absorbiert.

Die Ionisation wird nicht auf die Volumeneinheit, sondern auf gleiche Maße bezogen $k = \frac{q}{d}$; d = Dichte. Es ergibt sich, daß k und q' proportional sind

$$a = k\,(d \cdot \delta + s), \qquad (11b)$$

wo $s = \frac{q'}{k}$ ist.

Die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Feldstärke, der Elektrodenentfernung und der Intensität der Ionisation kann durch die Gleichung

$$\frac{J}{I} = k_0\,(\delta\, d + r\,\mathfrak{E}\,(d\,\delta + s) + s) \qquad (12)$$

gegeben werden. Sie gilt nur im Sättigungsgebiet und bei nicht zu kleinem und zu großem δ, also δ darf nicht kleiner sein als die Schichtdicke, die die gesamte Sekundärstrahlung absorbieren kann und δ darf nicht so groß sein, daß eine merkliche Schwächung der primären Strahlung eintritt. Es bedeuten:

I = Intensität der Radiumstrahlung,

$k_0 = \frac{k}{I}$ = Ionisationsstärke pro Masseneinheit und Strahlungsintensitätseinheit,

k = Materialkonstante, verschieden bei verschiedenen Flüssigkeiten,

s = bei allen untersuchten Substanzen gleich, r = nicht sehr verschieden bei den untersuchten Substanzen, Gesamtstrom = Ionisation durch Primärstrahlung + Ionisationsstrom durch Sekundärstrahlung + Leitungsstrom,
k kann als ein Maß für die Leitfähigkeit bei Bestrahlung angesehen werden und ist der Ionenzahl proportional. k steht mit der Dichte in keiner einfachen Beziehung.

Studiert man die Differenz der Sättigungskoeffizienten a für Luft und für eine beliebige Substanz, so erhält man ein Maß der absorbierten Strahlungsmenge dieser Substanz. Da die Schwächung der Strahlung bei den vorliegenden Untersuchungen im ungünstigsten Fall nur 23 Proz. betrug, kann man diese Differenz von a, die mit L bezeichnet werden möge, als ein Maß für die Absorption der Flüssigkeit ansehen. Bildet man den Quotienten $\frac{L}{m}$, wo m die Dichte der betreffenden Flüssigkeit bedeutet, so erhält man bei

Petroläther: $\frac{L}{m} = 1{,}51$,

Tetrachlorkohlenstoff: $\frac{L}{m} = 1{,}50$,

Schwefelkohlenstoff: $\frac{L}{m} = 1{,}53$,

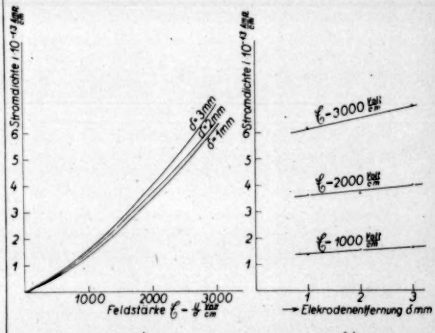
Benzol: $\frac{L}{m} = 1{,}57$.

Daraus kann geschlossen werden, daß die Konstanten k nicht nur auf gleiche Masse bezogen sind, sondern damit zugleich auf gleiche absorbierte Beträge der Strahlungsenergie. Deshalb kann man die Konstante k als „spezifische Ionisation" der Flüssigkeit für durchdringende Strahlung deuten.

Auch Righi (35) hat vergleichende Messungen an verschiedenen Substanzen ausgeführt.

Die schwache Zunahme des Stromes mit der Feldstärke im Sättigungsstromgebiet, die durch die Konstante c gegeben ist, erklärt G. Jaffé durch die Annahme von zweierlei Art Elektrizitätsträger (abgesehen vom Vorzeichen). Die erste Art bilden die leicht beweglichen Ionen, die bereits bei $\mathfrak{E} = 1000$ Volt/cm vollkommen aus dem Elektrodenzwischenraum entfernt werden. Die zweite Art bilden die schwerbeweglichen Trägerionen; sie zeigen auch bei Feldern bis etwa 7000 Volt/cm keine Annäherung an eine Sättigung.

Die Richtigkeit dieser Annahme kann man an Hand der Messungen der Stromspannungscharakteristiken in Abhängigkeit von der Temperatur prüfen. Im Falle des reinen Strahlungsphänomens ist keine Abhängigkeit der Konstanten a, c und r, die den Verlauf der Charakteristik bestimmen, zu erwarten. Spielen die elektrolytischen Ionen dabei eine wesentliche Rolle, so muß Temperaturabhängigkeit vorhanden sein. Aus der Fig. 10 sieht man, daß der Sättigungskoeffizient a mit der Temperatur zunimmt. Daraus folgt, daß a nicht nur von der Zahl der durch



a) b)

Fig. 9a. Photoelektrischer Effekt an Zink in Hexan. Stromfeldstärkekurve. Die Eigenleitfähigkeit wurde als Korrektion vor und nach jeder Belichtung bestimmt.
Fig. 9b. Die Abhängigkeit des Photostromes von der Elektrodenentfernung an Zink in Hexan.

Strahlung erzeugten Ionen abhängt, sondern auch von Zahl und Beweglichkeit der anderweitig bestehenden Ionen (also von der Temperatur, wenn letztere elektrolytischer Art sind). Das spricht

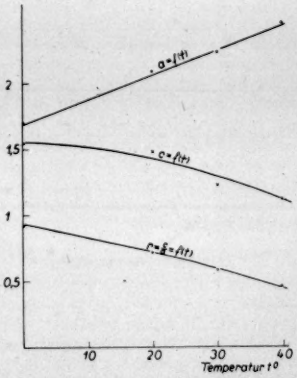


Fig. 10. Die Abhängigkeit der Konstanten a, c und r der Stromspannungscharakteristiken von der Temperatur in Petroläther. Elektrodenentfernung δ = 2 mm. Ionisation durch Radiumstrahlung.

dafür, daß es zwei Arten von Trägern geben kann. Auch das Abfallen von ϵ mit der Temperatur spricht dafür. Die Konstante r, die das Maß für den Mangel an Sättigung darstellt, nimmt mit der Temperatur ab.

Es zeigte sich, wie dieses auch bei Gasen der Fall ist, daß der Sättigungsstrom außerordentlich schwer zu erreichen war, wenn die Flüssigkeit mit α-Strahlen ionisiert wurde. Die Ionisation mit γ-Strahlen läßt einen besseren Sättigungsgrad erreichen. Auch in Flüssigkeiten wurde das Phänomen der Ionisation in Kolonnen beobachtet. Die in Fig. 9a dargestellten Kurven sind aus den von G. Jaffé (37) angegebenen Daten gewonnen. Sie stellen den photoelektrischen Effekt an Zink (ultraviolettes Licht) in Hexan dar. Da der Effekt in Hexan klein ist, muß die Flüssigkeit für diese Messungen sehr sauber sein, damit die Eigenleitfähigkeit den photoelektrischen Strom nicht überdeckt. Die Eigenleitfähigkeit wurde als Korrektion vor und nach jeder Belichtung bestimmt. Die in den Fig. 9a und 9b eingetragenen Stromwerte sind Ströme nach Abzug der Eigenleitfähigkeiten. Das Ansteigen des Stromes mit dem Potential in Hexan ist bedeutend stärker als in Luft beim normalen Druck. Aus der Fig. 9b ist ersichtlich, daß der Strom mit δ schwach wächst. Das deutet darauf hin, daß sich ein geringer Volumeneffekt über den Oberflächeneffekt lagert. Die relative Stärke des Effekts in Luft und in Hexan hängt von der Feldstärke, der Natur des Lichtes und dem Ermüdungszustand des Zinks ab. In einem speziellen Fall war die Wirkung in Hexan etwa 1000mal kleiner als in Luft. Für härtere Strahlung ist das Verhältnis für Hexan günstiger. M. Volmer (38) untersuchte das lichtelektrische Verhalten von Anthrazenlösungen in gereinigtem Petroläther und des festen Anthrazens unter Hexan. Er fand, daß das feste Anthrazen den Hallwachseffekt erst unterhalb 225 $\mu\mu$ zeigte. In demselben Spektralgebiet zeigen Anthrazenlösungen in reinem Hexan eine starke Leitfähigkeitszunahme, die von ihm als Volumenionisation charakterisiert und als Hallwachseffekt an den gelösten Molekülen aufgefaßt wurde. Er stellt auch eine kritische Betrachtung über die Frage und gibt die Literatur an.

VI. Die Ionenkonstanten.

Maßgebend für die Stromleitung bei niedrigen Feldstärken sind drei für das Ion charakteristische Konstanten, die „Beweglichkeit", der „Wiedervereinigungs- oder Rekombinationskoeffizient" und der „Diffusionskoeffizient". Nachdem eine Analogie zwischen den ionisierten Gasen und den dielektrischen Flüssigkeiten gefunden worden war, sollten die obigen Ionenkonstanten in dielektrischen Flüssigkeiten ermittelt werden.

Die Geschwindigkeit u eines Ions in einem bestimmten Punkt des Raumes ist dem in diesem Punkt herrschenden elektrischen Felde $\mathfrak{E}$ proportional und durch die Gleichung

$$u = v \cdot \mathfrak{E} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \qquad (13)$$

gegeben. Die Konstante v ist die „Beweglichkeit", d. h. die Geschwindigkeit des betreffenden Ions in einem Feld von 1 Volt/cm und hat die Dimension cm/sec: Volt/cm. Dieser Ansatz hat sich in Gasen innerhalb recht weiter Grenzen von Druck und Feldstärke vollkommen bewährt.

Für die Angabe über die Beweglichkeit der Ionen in dielektrischen Flüssigkeiten haben E. v. Schweidler (24) und K. Przibram (39) die bereits in Gasen gewonnene theoretische Betrachtung auf die Flüssigkeiten übertragen. C. Böhm-Wendt und E. v. Schweidler (40) haben zum erstenmal aus dem Verlauf der Stromspannungskurve (Petroläther) bzw. aus dem zeitlichen Stromverlauf nach Entfernung der ionisierenden Strahlungsquelle die spezifische Geschwindigkeit und den Rekombinationskoeffizienten der Ionen der Größenordnung nach bestimmt. Sie fanden für die Summe der beiden spezifischen Geschwindigkeiten

$$(v_p + v_n) = 4{,}1 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

G. Jaffé bestimmte die spezifische Beweglichkeit und den Wiedervereinigungskoeffizienten in ionisiertem Hexan (gereinigt) auf direktem Wege. Für die Ionenbeweglichkeitsbestimmung benutzte er die von P. Langevin (41) angegebene Methode in modifizierter Form. Der Grundgedanke von Langevin besteht in folgendem: Der Zwischenraum eines Plattenkondensators wird ionisiert. Nach einer bestimmten Zeit wird die Ionisierungsquelle entfernt und unmittelbar darauf ein Feld an die Platten angelegt, das man eine bestimmte kurze Zeit T wirken läßt. Infolgedessen wird ein Teil der Ionen an die Elektroden abgeführt. Nach Ablauf der Zeit T wird die Richtung des Feldes umgekehrt und so lange am Kondensator gelassen, bis alle noch vorhandenen Ionen aus dem Elektrodenzwischenraum verschwunden sind. Studiert man die Ladung Q, die eine der Elektroden insgesamt empfängt, als Funktion der Zeit T, so erhält man eine Kurve, die aus geraden Stücken besteht und so viel Knicke aufweist, als Ionenarten von verschiedener Beweglichkeit vorhanden sind. Ist die Ionisation homogen, so erhält man Kurven, die symmetrisch zueinander sind, wenn man die Messungen zuerst mit der einen und dann mit der anderen Feldrichtung beginnt. Die Experimente haben ergeben, daß die größten positiven und die größten negativen

Ausschläge einander nicht gleich sind. Das bedeutet aber, daß die Anzahl der positiven Ionen nicht gleich ist der der negativen. Das Verhältnis der Zahl der negativen Ionen zu derjenigen der positiven ist 1,22. G. Jaffé erklärt dieses durch die Verschiedenheit der Diffusionskoeffizienten der positiven und negativen Ionen. Der Mittelwert der spezifischen Geschwindigkeit der positiven Ionen hat sich nach diesen Untersuchungen zu

$$v_p = 6{,}03 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

und der der negativen als

$$v_n = 4{,}17 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

ergeben. Die spezifische Geschwindigkeit der Ionen von Elektrolyten in wässerigen Lösungen (berechnet auf Grund des Äquivalentleitvermögens) liegt etwa zwischen $2 \cdot 10^{-4}$ und $40 \cdot 10^{-4}$ cm/sec/Volt/sec. Mit nach einer anderen Methode durchgeführten Messungen zeigte G. Jaffé eine befriedigende Übereinstimmung mit den obigen Werten, wonach die spezifische Geschwindigkeit $4{,}45 \cdot 10^{-4}$ bzw. $4{,}5 \cdot 10^{-4}$ beträgt. H. v. d. Bijl hat auf rechnerischem Wege den Wert $4{,}2 \cdot 10^{-4}$ bzw. $6 \cdot 10^{-4}$ erhalten. Die spezifische Ionenbeweglichkeit wurde von ihm (42, 44) auch auf direktem Wege bestimmt. Er arbeitet bei Sättigungsspannungen. Nach Entfernung der Ionisationsquelle legte er an die Elektroden eine Spannung an. Erst nach einer variablen Zeit τ nach dem Anlegen der Spannung wurde die Verbindung der aufsammelnden Elektrode mit dem Elektrometer hergestellt und die im Kondensator befindlichen Ladungsträger in das Elektrometer hineingetrieben. Die auf diese Weise erhaltene Stromzeitkurve besitzt mit der Zeitachse einen Schnittpunkt. Dieser Schnittpunkt gibt die Zeit τ_0 an, welche die Ionen brauchen, um den ganzen Plattenabstand δ zu durchlaufen. Ist die Feldstärke $\mathfrak{E}$, die bei den Messungen verwendet wurde, so ist die Beweglichkeit

$$v = \frac{\delta}{\tau_0 \cdot \mathfrak{E}}.$$

Die Summe der Ionenbeweglichkeiten, die im Mineralöl aus dem Verlauf der Stromspannungscharakteristik, ohne die Flüssigkeit zu ionisieren, bestimmt worden ist (45), beträgt

$$(v_p + v_n) = 9{,}2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

ermittelt. Ähnlich wie bei v. Schweidler wird hier von den bekannten Ausdrücken für die Leitfähigkeit λ bei sehr schwachem Strom und bei dem Sättigungsstrom J_s ausgegangen. Im stromlosen Zustand ist die in der Zeiteinheit erzeugte Ionenzahl q gleich der in derselben Zeit wiedervereinigten Zahl

$$q = a \cdot n^2. \tag{14a}$$

Daraus berechnet sich die Ionenkonzentration

$$n = \sqrt{\frac{q}{a}}. \tag{14b}$$

Diese Gleichung gilt auch dann, wenn ein geringer Strom fließt, und zwar so lange, bis die Ionenkonzentration mit steigender Stromstärke konstant bleibt. Das ist der Fall im Ohmschen Gebiet.

Ist die angelegte Spannung U und die Elektrodenentfernung δ, so ist der Strom, der dabei fließt,

$$J = F \cdot e \cdot n (v_p + v_n) \frac{U}{\delta}, \tag{15}$$

wenn F die Elektrodenoberfläche, e die Elementarladung und $(v_p + v_n)$ die Summe der Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen ist. Setzen wir Gleichung (14b) in Gleichung (15) ein, so erhalten wir

$$J = F \cdot e \sqrt{\frac{q}{a}} \cdot (v_p + v_n) \frac{U}{\delta}. \tag{15a}$$

Nimmt a aus irgendeinem Grund zu, so wird die Anfangsneigung der Stromspannungskurve, aus der man die Leitfähigkeit bestimmt, geringer. Der Wert des Sättigungsstromes bleibt dabei unverändert. Wird die Ionisierung verstärkt, so wird auch der Sättigungsstrom größer, und zwar wächst er proportional mit q. Die Anfangsneigung wächst aber nur mit $\sqrt{q}$.

Werden in einem Volumenelement im Durchschnitt q Ionen erzeugt, durch Rekombination $a \cdot n^2$ und durch Stromleitung $\frac{J}{e \cdot \delta \cdot F}$ abgeführt, so ist

$$q - a n^2 - \frac{J}{e \cdot \delta \cdot F} = 0. \tag{16a}$$

Aus Gleichung (15) erhalten wir

$$n = \frac{J}{F \cdot e \cdot (v_p + v_n)} \cdot \frac{\delta}{U}.$$

Diese Gleichung in (16a) eingesetzt, ergibt

$$q - a \frac{J^2 \cdot \delta^2}{F^2 \cdot e^2 \cdot (v_p + v_n)^2 \cdot U^2} - \frac{J}{e \cdot \delta F} = 0. \tag{16b}$$

E. v. Schweidler rechnet aus der Charakteristik von Petroläther $\frac{a}{e} = 10^{-1}$. Auch Schröder bedient sich dieser Methode. Man kann den Re-

Tabelle I.

	v_n	v_p	D_n	D_p	a/e
Hexan	$1{,}2\cdot10^{-1}$	$1{,}8\cdot10^{-1}$	$1{,}07\cdot10^{-5}$	$1{,}52\cdot10^{-5}$	2,19
Schwefelkohlenstoff	$2{,}0\cdot10^{-1}$		$1{,}6\cdot10^{-5}$		1,90
Tetrachlorkohlenstoff	$6{,}75\cdot10^{-2}$		$5{,}6\cdot10^{-6}$		0,78
Bleioliat im Hexan	$4{,}2\cdot10^{-2}$		—		$2\cdot10^{-3}$
Vaselinöl	$6{,}0\cdot10^{-5}$		—		$4\cdot10^{-4}$
Transformatoröl	$9{,}2\cdot10^{-5}$		—		—

kombinationskoeffizienten in ionisierten, dielektrischen Flüssigkeiten auf direktem Wege bestimmen, indem man das Abklingen der Stromstärke mit der Zeit nach dem Aufhören der Ionisation beobachtet. Die Spannung, die für diese Messungen an die Elektroden von Zeit zu Zeit angelegt wird, muß im Sättigungsgebiet liegen. G. Jaffé arbeitete mit dieser Methode und prüfte die Richtigkeit des Gesetzes $\frac{dn}{dt} = \alpha n^2$.

Da aber der Fehler, der durch Diffusion hineinkam, unterschätzt wurde, kam er zu unrichtigen Resultaten. Anschließend an die Untersuchungen von G. Jaffé führte H. v. d. Bijl (42, 43, 44) Versuche durch, die eine scharfe Prüfung des Rekombinationsgesetzes erlaubten. Zu diesem Zweck wurden die für die Messungen in Gasen von Rutherford angewandten Methoden so modifiziert, daß sie den Untersuchungen in flüssigen Isolatoren besser angepaßt wurden. Das Resultat der Untersuchungen war, daß das grundsätzliche Massenwirkungsgesetz bestätigt und der absolute Zahlenwert des Wiedervereinigungskoeffizienten bestimmt wurde. Da die Beweglichkeit der Ionen aus den direkten Messungen bekannt war, hatte man es in der Hand, die Richtigkeit der Langevinschen Beziehung nachzuprüfen. Sie erwies sich innerhalb der Versuchsfehlergrenzen als richtig. Auf Grund dieser Resultate sollte man annehmen, daß die Berechnung der Ionenkonstanten aus den Stromspannungscharakteristiken richtige Werte liefern muß. Natürlich darf man sich nicht mit den Messungen der Leitfähigkeit bei schwachem Strom (sehr niedriger Spannungsbereich, in dem das Ohmsche Gesetz erfüllt ist) und des Sättigungsstromes begnügen, sondern man muß die volle Stromspannungscharakteristik zur Verfügung haben, die die Ermittlung der Leitfähigkeit λ bei unendlich kleinen Stromdichten und des richtigen Sättigungsstromwertes J_s ermöglicht. G. Mie (26) hat nämlich gezeigt, daß die richtigsten Werte von λ_0 und J_s erhalten werden, wenn man die Stromspannungskurve in eine Leitfähigkeitsstromkurve umzeichnet und diese Kurve für die Bestimmung von λ_0 auf $\mathfrak{E} = 0$ und für die Bestimmung von J_s auf $\lambda = 0$ extrapoliert. Die auf diese Weise errechneten α-Werte stimmen mit den nach der direkten Methode erhaltenen befriedigend überein.

Für die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten D hat G. Jaffé die bekannte Townsendsche Beziehung zu Hilfe genommen und Werte für die Diffusionskoeffizienten erhalten, die nicht weit von den von H. v. d. Bijl auf direktem Wege bestimmten Werten lagen. Er ging von der stationären Ionenverteilung unter dem Einfluß der Diffusion, Wiedervereinigung und Ionisation aus. Es ist

$$q + D\frac{d^2n}{dx^2} - \alpha n^2 = 0.$$

Damit D stark ausgeprägt ist, empfiehlt es sich, für die Messungen kleine Elektrodenentfernung und möglichst große Elektrodenoberfläche zu wählen. Der Diffusionskoeffizient für die positiven Ionen wurde zu $1{,}52\cdot10^{-5}$ und für die negativen zu $1{,}07\cdot10^{-5}$ bestimmt. Es wäre sehr wünschenswert, die Konstanten D_n und D_p mit Hilfe der Townsendschen Methode der Strömung durch enge Röhren zu bestimmen.

Die oben genannten Untersuchungen sind bei Zimmertemperatur und Normaldruck durchgeführt worden.

In der obenstehenden Tab. I sind einige Zahlenwerte für v_p, v_n, D_p, D_n und a/e für verschiedene Flüssigkeiten eingetragen (1).

VII. Potentialverteilung.

Die bis jetzt angewandten Methoden zum Studium der Potentialverteilung zwischen den Elektroden in dielektrischen Flüssigkeiten sind: Drahtsondenmessung und die Messungen mit Hilfe des Kerreffekts.

Die älteren Forscher bedienten sich bei Potentialmessungen hauptsächlich der Drahtsondenmethode. Eine Potentialsonde (dünne Drähte oder eine Spitze, die aus einer isolierenden Hülle hervorgeht) wird in den Elektrodenzwischenraum eingeführt; gemessen wird elektrometrisch ihre Potentialdifferenz gegen ein festes Potentialniveau. Durch Einwanderung von Ladungsträgern nehmen die Sonden das Potential ihrer Umgebung an. Einer von den Nachteilen der Metallsonde ist der, daß sie durch ihre Gegenwart das Feld stört. Je dünner der Draht ist, desto geringer ist diese

Störung. Das Meßinstrument und die Sonde müssen eine kleine Kapazität haben und vorzüglich isolieren. Besonders für die Messungen in reinen Flüssigkeiten muß die Oberfläche des Sondendrahtes peinlichst sauber sein. Die Doppelschicht, die sich zwischen dem Sondendraht und der Flüssigkeit ausbildet, muß als unvermeidliche Fehlerquelle angesehen werden. Es ist auch unbekannt, unter welchen Bedingungen und mit welcher Genauigkeit die Drahtsonden das Potential der Umgebung annehmen. Aber um ein allgemeines Bild der Potentialverteilung in dielektrischen Flüssigkeiten zu erhalten, reicht diese Methode vollkommen aus (Theorie der Sonden siehe R. Seeliger: Einführung in die Phys. d. Gasentladungen. Leipzig 1927. Verlag: J. A. Barth). Durch Abtasten des Feldes zwischen den Elektroden mit einer Platindrahtsonde [vgl. auch E. Warburg (19) und Koller (16)] studierte E. v. Schweidler den Potentialverlauf zwischen den Elektroden und fand Potentialerhöhungen an den Elektroden. Die Messungen von H. Gädecke (18) eignen sich leider nicht dazu, die Unterschiede der Feldverteilung an Kathode und Anode zu erkennen. Hingegen fand durch Sondenmessungen K. Przibram (39) in einigen chemisch definierten organischen Flüssigkeiten recht beträchtliche polare Unterschiede, indem das Gefälle bald an der Anode, bald an der Kathode größer war. Die Feuchtigkeit und Verunreinigungen vergrößern die Feldverzerrung an den Elektroden, beeinflussen das Verhältnis der Potentialgefälle an der Kathode und Anode und können unter Umständen sogar die Umkehrung des polaren Unterschieds herbeiführen. Außerdem wurde beobachtet, daß das Potential sich in einem Punkte in der Nähe der Elektroden zeitlich verändert. Auch in chemisch undefinierten Mineralölen (45) wurde Gradientenerhöhung an den Elektroden mit Hilfe der Sondenmessungen beobachtet. Auch J. B. Whitehead und R. H. Mervin (47) fanden im Transformatorenöl, das längere Zeit gestanden hatte, starke Feldanstiege an beiden Elektroden. H. Schäfer (48) beobachtete im „reinen" Transformatorenöl (spez. Leitfähigkeit $= 10^{-12}\,\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$) an beiden Elektroden Feldverzerrungen. Er vergrößerte die Leitfähigkeit durch Zusatz von löslichen Metallverbindungen ($\lambda = 10^{-11}\,\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$) und fand ein homogenes Feld. Die bei diesen Messungen angewandten Felder lagen zwischen 1 und 3 KV/cm.

Legt man an die Elektroden, zwischen denen sich ein gewisses optisch isotropes Medium (homogene Gase, Flüssigkeiten, feste Körper, disperse Systeme, z. B. Kolloidlösung) befindet, eine elektrische Spannung, so werden sie unter der Wirkung des starken elektrischen Feldes optisch doppelbrechend. Dann verhalten sich die Körper wie optisch einachsige Kristalle, deren Achse in der Richtung des elektrischen Feldes liegt. Dieser Effekt der künstlichen Doppelbrechung wurde von Kerr 1875 entdeckt. Wird zwischen den Elektroden linear polarisiertes Licht hindurchgeschickt, so erfährt die Komponente des Lichtvektors, die in der Richtung des elektrischen Feldes liegt (ordentliche Welle), eine Beschleunigung bzw. eine Verzögerung gegenüber der Komponente, die senkrecht zur Feldrichtung steht (außerordentliche Welle). Der Gangunterschied Δ, der dabei zwischen den beiden Komponenten des Lichtvektors auftritt, ist abhängig von der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$, der Schichtdicke l, innerhalb derer das Feld vorhanden ist und durch die das Licht durchgeht und von einer Materialkonstanten B (Elektrooptische Kerrkonstante). B gibt den in Lichtwellenlängen λ gemessenen Betrag des Gangunterschiedes für eine durchstrahlte Schicht von 1 cm Länge an, wenn das elektrische Feld 1 elektrost. C.G.S. (300 Volt/cm) beträgt. Kerr fand, daß

$$\Delta = B \cdot l \cdot \mathfrak{E}^2,$$

wo l in cm und $\mathfrak{E}$ in elektrost. C.G.S.-Einheiten angegeben sind. Das Gesetz wurde später durch Quincke bestätigt. Der Kerreffekt folgt dem elektrischen Felde praktisch trägheitslos. Die Größen B und l sind Konstanten. Mißt man Δ, so kann man $\mathfrak{E}$ erhalten. Man kann mit normalwelligen Strahlen, die nicht energiereich sind, arbeiten. Deshalb darf angenommen werden, daß das elektrische Feld durch die Strahlen keine merkliche Störung erfährt. Auch die Absorption des Lichtes spielt hier keine wesentliche Rolle. Man muß sich wohl bewußt bleiben, daß mit dieser Methode die Mittelwerte der Feldstärke durch die Dicke l gemessen werden. Aber ihr großer Vorteil gegenüber den Potentialsonden besteht außerdem noch darin, daß sie unmittelbar die raumzeitliche Änderung der Potentialverteilung zu verfolgen gestattet.

Die älteren Untersuchungen die nach Kerr, den Kerreffekt in dielektrischen Flüssigkeiten studierten, stammen von G. Quincke (49). Er fand durch Veränderung der Elektrodenentfernung in Schwefelkohlenstoff die Änderung der spez. Doppelbrechung. Bei Rapsöl, Rüböl, Äther und Steinöl fand er sowohl bei koaxialen Zylinderelektroden als auch für Plattenelektroden eine Abweichung von dem erwarteten Verlauf der Doppelbrechung. Bei der Elektrodenanordnung koaxialer Zylinder war ein Polaritätseffekt zu beobachten. In den letzten Untersuchungen erkannte er, daß Abweichungen im elektrischen Felde auftreten. W. Schmidt (50) fand, daß kleine Mengen von Verunreinigungen keinen merkbaren Einfluß auf

die Kerrkonstante ausüben. Auch R. Leiser (51) und A. Lippmann (52) sind derselben Auffassung, mit dem Unterschied, daß sie vermuten, daß die Verunreinigungen nur die stationäre Feldverteilung beeinflussen. Lippmann teilt mit, daß die Kerrkonstante bei kleinen Elektrodenentfernungen höher erscheint als bei großen. Quincke beobachtete in Schwefelkohlenstoff, daß die Doppelbrechung dieser Flüssigkeit unmittelbar nach dem Anlegen einer Gleichspannung einen hohen Wert aufweist, der mit der Zeit zu einem bestimmten Wert allmählich abklingt. Leiser (51) deutete diese Erscheinung in folgender Weise: Der ursprüngliche Verlauf des Potentialabfalls zwischen den Platten des Kerrkondensators ist linear. Durch Stromdurchgang werden lokale Änderungen der Ionenkonzentrationen hervorgerufen, und das bedingt die ungleichmäßige Verteilung des Potentialabfalls, indem er in der Nähe der Elektroden größer, in der Mitte, wo die Doppelbrechung gemessen wird, kleiner wird. O. Lohaus (53) beobachtete bei Nitrobenzol zwischen zwei Kohlenplättchenelektroden (Abstand etwa 1 mm) gleichmäßige Feldverteilung, wenn an die Elektroden eine Wechselspannung von 100 Volt und 500 Perioden gelegt wurde. Bei Gleichspannung von 1000 Volt erkennt man an der Kathode eine starke Gradientenerhöhung, die in der Richtung zur Anode abfällt. Die obere Grenze der Schichtdicke, in der der Hauptabfall des Potentiales liegt (Polarisationsschichtdicke), hat einen Wert von etwa 0,01 mm. Auch W. Ilberg (54) findet bei Gleichspannung eine ungleichmäßige Feldverteilung zwischen den Elektroden, bei Wechselspannung ein homogenes Feld, weshalb er die Methode der Bestimmung der Kerrkonstanten modifizierte und für die Messungen die Wechselspannung anwandte. Er hat auch die Vermutung ausgesprochen, daß die Reinheit der Flüssigkeit auf die Feldverteilung von Einfluß sei. R. Möller (55), der quantitative Untersuchungen der Feldverteilung durchführte, stellte an der Kathode eine starke und an der Anode eine schwache Felderhöhung fest. Der untersuchte Feldbereich liegt zwischen 9,1 und 13,7 KV/cm. Er fand, daß der Grad der Feldverzerrung mit der Feldstärke abnimmt. G. J. Dillon (56) untersuchte die Feldverteilung in Nitrobenzol bei kleiner Elektrodenentfernung $\delta = 0{,}9$ mm. Die dabei verwendete mittlere Feldstärke $\mathfrak{E}_m = \frac{U}{\delta}$ betrug 15 KV/cm. Er findet einen starken Feldanstieg an der Kathode. Mit Wechselstrom beobachtete er eine geringe Feldverzerrung an beiden Elektroden (20 Proz.). J. Dantscher (57), der Chlorbenzol und Toluol untersuchte, bediente sich zur Messung der elektrischen Doppelbrechung eines Rayleighschen Kompensators, um Empfindlichkeiten von $2 \cdot \pi \cdot 10^{-4}$ zu erhalten. Er wandte die Halbschattenmethode an, da sie empfindlicher ist, als die gewöhnliche Dunkeleinstellung. Der untersuchte Feldstärkebereich lag bei Chlorbenzol zwischen 8,5 und 38 KV/cm. Wie die Messungen der Stromspannungscharakteristiken zeigen, arbeitete er im Sättigungsgebiet. Bei Wechselspannung (50 Hertz) wird ein homogenes Feld in beiden Flüssigkeiten beobachtet. Bei Gleichspannung ist in Chlorbenzol an der Kathode eine Felderhöhung festzustellen, und zwar bei $\delta = 7$ mm und $\delta = 1$ mm. Je feuchter die Flüssigkeit, desto stärker ist die Feldverzerrung ausgeprägt. Mit der Zeit wird der Feldverzerrungsgrad kleiner und nach Ablauf einer bestimmten Zeit t (t zwischen 10 Min. bis vielen Stunden) wird die Feldverteilung homogen. Die Dicke der Schicht, in der ein stark verzerrtes Feld vor der Elektrode vorhanden ist, beträgt etwa 2,5 mm, wenn die Elektrodenentfernung $\delta = 7$ mm ist. Kurzzeitig wurden Feldverzerrungen auch an der Anode beobachtet. Toluol zeigte weder bei Gleichspannung noch bei Wechselspannung Feldverzerrung. Aus seinen Ergebnissen folgert Dantscher, daß die Änderung der Kerrkonstante mit zunehmender Reinheit, die von einigen Autoren beobachtet wurde, nicht allgemein gilt; sie kann auch durch Feldveränderung hervorgerufen werden. (Siehe auch Hehlgans, Physik. Zeitschr. **32**, 718, 803, 951, 971, 1931.)

VIII. Polaritätserscheinung.

Es ist schon von früher her bekannt, daß die Stromstärke von der Stromrichtung abhängig ist, wenn der Meßkondensator aus zwei ungleich großen Elektroden besteht. G. Jaffé (6) beobachtete diese Erscheinung bei koaxialer Zylinderanordnung. Wird am äußeren Zylinder (Fläche $F = 179$ cm²) ein negatives Potential angelegt, so ist die Leitfähigkeit um 40 Proz. größer, als wenn an ihn ein positives Potential gelegt wird. Diese Erscheinung wurde damals auf die Mitwirkung weicher β-Strahlen zurückgeführt. Diese Erklärung wird jetzt von G. Jaffé nicht mehr im vollen Umfange aufrechterhalten und er sieht in dem Polaritätseffekt im wesentlichen einen Diffusionseffekt.

Durch die Annahme der Verschiedenheit der Ionenbeweglichkeit könnte man diesen Effekt nicht erklären, denn er tritt auch bei Sättigungsströmen auf und für die Höhe des Sättigungsstromes kommen die Beweglichkeiten der Ionen nicht in Betracht.

In sehr reinem Hexan hat sich der Polaritätseffekt unabhängig von der Temperatur (von 20,5° bis 40,4° C) gezeigt. Schirmt man das Meßgefäß von äußeren Strahlen mit einem Bleimantel ab,

so wird das Verhältnis $\frac{J_s^-}{J_s^+} = 1{,}58$ größer als in Luft $\left(\frac{J_s^-}{J_s^+} = 1{,}42\right)$. Die neueren Untersuchungen (5, 9) mit der Elektrodenanordnung: Spitze gegen Platte haben ergeben, daß der Polaritätseffekt auch in Mineralölen vorhanden ist, und zwar nicht nur bei niedrigen, sondern auch bei hohen Spannungen; er ist sowohl in gereinigten als auch in ungereinigten Flüssigkeiten festzustellen. Das Verhalten der Spitze als Anode oder Kathode ist verschieden. Die Spitze als Anode gibt in gut gereinigten Ölen leichter reproduzierbare Kurven, die einzelnen Galvanometerausschläge sind stabiler. Bei Spitze als Kathode ist die Reproduzierbarkeit der Kurven schwer zu erreichen, die einzelnen Galvanometerausschläge sind mit Schwankungen verknüpft. Die Spitze als Kathode ist empfindlicher und verhält sich aktiver als die Spitze als Anode. In dieser Hinsicht verhalten sich die verschiedenen Metalle verschieden stark. Der Einfluß des Spitzenelektrodenmaterials auf die Stromstärke ist bei negativer Spitze besser ausgeprägt. Die obigen Eigenschaften sind bei hohen Spannungen besser zu beobachten. Die negative Spitze zeigte eine größere Stromstärke als die positive, wenn die Spannung konstant gehalten wurde. Es sei hier aber gleich bemerkt, daß der Polaritätseffekt sich umkehren kann, wie das eine spätere Arbeit gezeigt hat (58). Der Polaritätseffekt hat sich vom Druck und Temperatur in den Meßgenauigkeitsgrenzen fast unabhängig ergeben. Später sind Polaritätseffekte in Chlorbenzol und Mineralöl bei ungleich großer Elektrodenanordnung studiert worden (12, 29). Ist Chlorbenzol mäßig gereinigt, so ist der Strom bei konstanter Spannung sehr von der Zeit abhängig. Die Stromzeitkurve liegt höher, wenn die große Plattenelektrode als Kathode geschaltet wird. Diese Messungen sind im Sättigungsgebiet durchgeführt worden. Der Betrag des Sättigungsstromes hängt davon ab, ob die große Elektrode als Kathode oder Anode geschaltet ist. Die Experimente haben ergeben, daß das Verhältnis $\frac{J_s^-}{J_s^+}$ den Wert 1,7 hat, wenn das Metall nicht lange mit mäßig gereinigtem Chlorbenzol gestanden hat. Das Verhältnis der Elektrodenflächen $\frac{F}{f} = \frac{11{,}9}{6{,}6} = 1{,}81$. Bei Elektrodenanordnung: Spitze gegen Platte wurde beobachtet, daß die Polarität sich umkehrte. Hatte die negative Spitze zuerst größere Ströme als die positive bei konstanter Spannung, so wurde nach wiederholten Funkenentladungen beobachtet, daß die positive Spitze jetzt größere Ströme zur Folge hatte (58). Auch H. Edler, der ebenfalls mit Spitze gegen Platte gemessen hat, fand später, daß der Polaritätseffekt sich umkehren kann. Seine Experimente zeigten, daß der Gasgehalt einen Einfluß auf diesen Effekt hat, und daß die Umkehrung der Polarität von dieser Entgasung verursacht wird. Die neueren Ergebnisse (29, 30) zeigen, daß auch ohne Entgasung die Polarität sich umkehren kann. Durch längeres Einwirken der Flüssigkeit auf das Metall (vielleicht unter dem Einfluß des Stromdurchganges) wird die Umkehrung der Polarität und gleichzeitig eine Schichtbildung auf den Elektroden beobachtet. Entfernt man die oberste Schicht von den Elektroden und reinigt man sie, so erhält man den ursprünglichen Effekt. Offenbar handelt es sich hier um gewisse elektrochemische Prozesse, die die Schichtbildung und die Umkehrung der Polarität zur Folge haben.

In mäßig gereinigtem Chlorbenzol sind Rückströme beobachtet worden. Auch bei diesen Rückströmen ist der Polaritätseffekt vorhanden. Die Stromstärke hängt davon ab, ob die große Elektrode vorher als Kathode oder als Anode diente. Auch die Umkehrung der Polarität ist bei den Rückströmen festzustellen.

IX. Einfluß der Temperatur.

G. Jaffé (6) hat gezeigt, daß der Sättigungsstrom in sehr reinem Hexan bei koaxialer Zylinderanordnung unabhängig von der Temperatur (von 0 bis 40° C) ist. Bei Untersuchungen über einen Fall von elektrolytischem Sättigungsstrom (Lösung von Bleioliat in Hexan und Petroläther) stellte er fest, daß der Temperaturkoeffizient von 0° bis Zimmertemperatur negativ ist und dann stark ansteigt, allerdings werden diese Resultate mit Vorbehalt behauptet. J. Schröder (25) fand, daß der Temperaturkoeffizient der Leitfähigkeit des Äthyläthers negativ ist, wenn die Elektroden mit Gasen beladen werden, während er positiv ist, wenn die Elektroden ausgeglüht werden. J. Faßbinder (8) beobachtete in Äthyläther ebenfalls einen negativen Temperaturkoeffizienten. Die Untersuchungen des Temperaturkoeffizienten in Mineralölen (filtriert, getrocknet), die gemeinsam mit R. Russischwili (59) durchgeführt worden sind, zeigen durchweg einen positiven Temperaturkoeffizienten des Sättigungsstromes. Die Beziehung zwischen dem Sättigungsstrom J_s und der absoluten Temperatur T kann durch die Gleichung

$$J_s = J_{sT} \cdot e^{\alpha T}$$

gegeben werden. J_{sT} stellt den auf $T = 0$ extrapolierten Strom und α den Temperaturkoeffizienten dar. Auch

$$J_s = J_{sT} \cdot e^{-\frac{a_1}{T}}$$

beschreibt die Beziehung $J_s = f(T)$ ganz befriedigend. G. Jaffé hat den Einfluß der Temperatur auf die Stromspannungskurve in durch Radiumstrahlen ionisiertem Petroläther untersucht. Oberhalb einer bestimmten Feldstärke ($\mathfrak{E} = 500$ bis 1000 Volt/cm) ist die Stromfeldstärkekurve durch die Gleichung (10a)

$$J = a + c\,\mathfrak{E}$$

gegeben. Das Verhältnis $r = \frac{c}{a}$ ist ein Maß für den Mangel an Sättigung. In der Fig. 10 sind die Konstanten a, c und r als Funktion der Temperatur gegeben. Man sieht, daß die Konstante a, die als ein Maß für den Sättigungsstrom angesehen werden kann, mit der Temperatur steigt. Der Mangel an Sättigung (r) wird mit steigender Temperatur geringer. Damit ist auch das Sinken der Konstanten c mit der Temperatur zu erklären: Die Feldstärkeabhängigkeit im Sättigungsgebiet wird mit steigender Temperatur geringer.

X. Einfluß des Druckes auf die Leitfähigkeit und die Ionenkonstanten.

Die Experimente haben ergeben (5), daß die Stromspannungscharakteristik nicht beeinflußt wird, wenn der über der Flüssigkeit herrschende Druck von 760 mm *Hg*. bis beinahe zum Verdampfungsdruck bei Zimmertemperatur geändert wird. Daraus ergibt sich die Unabhängigkeit der spezifischen Leitfähigkeit bei geringen Spannungen und des Sättigungsstromes. Deshalb erscheint die Ionenbildungsstärke unveränderlich im untersuchten Druckbereich. Die anderen Ionenkonstanten, die sich aus den Stromspannungscharakteristiken ermitteln lassen, sind ebenfalls druckunabhängig.

Literatur.

1) R. Seeliger, Handb. d. Phys. Bd. III, herausgegeben von Grätz.
2) G. Szivessy und K. Schäfer, Ann. d. Phys. **35**, 511, 1911.
3) B. Gudden, Physik. Zeitschr. **32**, 825, 1931.
4) A. Nikuradse, Ann. d. Phys. **13**, 851, 1932.
5) A. Nikuradse, Physik. Zeitschr. **29**, 778, 1928.
6) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **28**, 326, 1909.
7) A. Nikuradse, Zeitschr. f. phys. Chem. A. **155**, 59, 1931.
8) J. Faßbinder, Ann. d. Phys. **48**, 449, 1915.
9) A. Nikuradse, Arch. f. Elektrot. **20**, 403, 1928.
10) C. A. Knorr, Zeitschr. f. phys. Chem. A. **157**, 143, 1931.
11) H. Edler und C. A. Knorr, Zeitschr. f. phys. Chem. A., 1932.
12) A. Nikuradse, Arch. f. Elektrot. **26**, 250, 1932.
13) A. Nikuradse und J. Dantscher, noch unveröffentlicht.
14) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **10**, 263, 1908.
15) G. Quincke, Wied. Ann. **28**, 542, 1886.
16) H. Koller, Wien. Ber. **98**, IIa, 201, 1889.
17) E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. **4**, 307, 1901.
18) H. Gädecke, Diss. Heidelberg 1901.
19) E. Warburg, Wied. Ann. **54**, 396, 432, 1895.
20) M. Reich, Diss. Berlin 1900.
21) H. Hertz, Wied. Ann. **20**, 283, 1883.
22) L. A. Welo, Physics **1**, 160, 1931.
23) E. v. Schweidler, Wien. Ber. **109**, 964, 1900.
24) E. v. Schweidler, Wien. Ber. **113**, 881, 1904.
25) J. Schröder, Ann. d. Phys. **29**, 125, 1909.
26) G. Mie, Ann. d. Phys. **26**, 597, 1908.
27) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **36**, 25, 1911.
28) G. Jaffé, Journ. d. phys. (4) **5**, 262, 1906.
29) A. Nikuradse, Physik. Zeitschr. **32**, 945, 1931.
30) A. Nikuradse, Arch. f. Elektrot. **26**, 362, 1932.
31) J. J. Thomson, Nature **55**, 606, 1897.
32) P. Curie, Compt. rend. **134**, 420, 1903.
33) J. Stark und W. Steubing, Physik. Zeitschr. **9**, 481, 1908.
34) H. Greinacher, Physik. Zeitschr. **10**, 991, 1909.
35) A. Righi, Physik. Zeitschr. **6**, 377, 1905.
36) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **42**, 331, 1913; Le Radium **10**, 126, 1913.
37) G. Jaffé, Physik. Zeitschr. **11**, 571, 1910.
38) M. Volmer, Ann. d. Phys. **40**, 775, 1913.
39) K. Przibram, Wien. Ber. **114**, 1461, 1905.
40) C. Böhm-Wendt und E. v. Schweidler, Physik. Zeitschr. **10**, 379, 1909.
41) P. Langevin, Ann. Phys. Chem. **28**, 495, 1903, Thèse, Paris, 1902.
42) H. v. d. Bijl, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 210, 1913.
43) H. v. d. Bijl, Ann. d. Phys. **39**, 183, 1912.
44) H. v. d. Bijl, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 102, 1913.
45) A. Nikuradse, Arch. f. Elektrot. **22**, 283, 1929.
46) R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen. Leipzig 1927, Verlag J. A. Barth.
47) J. B. Whitehead and R. H. Mervin, Journ. Amer. Inst. E. E. **49**, 182, 1930.
48) H. Schäfer, Diss. Frankfurt 1930; Zeitschr. f. Phys. **62**, 585, 1930.
49) G. Quincke, Wied. Ann. **10**, 513, 1880; **19**, 773, 1883; **28**, 529, 1886; **59**, 417, 1896.
50) W. Schmidt, Ann. d. Phys. **12**, 842, 1902.
51) R. Leiser, Abh. d. D. Bunsen.-Ges. Nr. 4, Halle 1910.
52) A. Lippmann, Diss. Leipzig 1912.
53) O. Lohaus, Physik. Zeitschr. **27**, 217, 1926.
54) Ilberg, Physik. Zeitschr. **29**, 670, 1928.
55) R. Möller, Physik. Zeitschr. **30**, 20, 1929.
56) G. J. Dillon, Zeitschr. f. Phys. **61**, 386, 1930.
57) J. Dantscher, Ann. d. Phys. **9**, 179, 1931.
58) A. Nikuradse, Arch. f. Elektrot. **22**, 305, 1929.
59) A. Nikuradse und R. Russischwili, Ann. d. Phys. **8**, 811, 1931.
60) A. v. Hippel, Zeitschr. f. Phys. **45**, 471, 1927.
61) J. Frank und G. Scheibe, Zeitschr. f. phys. Chem. (A), **139**, 22, 1928.
62) H. Edler und C. A. Knorr, Zeitschr. f. phys. Chem. 1932.
63) A. Nikuradse, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 641, 1929.
64) K. F. Herzfeld, Phys. Rev. **34**, 797, 1929.
65) S. Whitehead, Dielectric Phenomena II. El. Discharges in Liquids. C. Benn. Ltd. London 1928.
66) J. B. Whitehead, Lectures on Dielectric Theory and Insulation. Mc. Graw-Hill Co. New York 1927.
67) Black, Phil. Mag. (7) **6**, 369, 1928.
68) Coster und Schurmann, Zeitschr. f. Phys. **48**, 354, 1928.
69) Watson und Meron, Proc. Roy. Soc. London (A) **123**, 185 (P. Ber. 1929, 1617).

70) Brünninghaus, C. R. **188**, 1386, 1929 (P. Ber. 1929, 1714).
71) Bos, Physica **9**, 128, 1929 (P. Ber. 1929, 1521).
72) Lars A. Welo, Physics **1**, 160, 1931.
73) D. M. Murray-Rust und H. Hartly, Proc. Roy. Soc. London (A) **126**, 84, 1929.
74) J. B. Whitehead und R. H. Marvin, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **49**, 182, 1930, No. 3.
75) D. H. Black und R. H. Nisbeth, Phil. Mag. No. 66, 842, 1930.
76) L. S. Ornstein, G. J. D. J. Willemse und J. H. G. Mulders, Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 241, 1928.
77) J. B. Whitehead, Conductivity of Insulating Oils, II, Presented at the Winter Convention of the A. I. E. E., New York, Jan. 26, 30, 1931.
78) Baars, Handb. d. Phys. Berlin, Springer 1928, Bd. **13**, S. 404.
79) J. Corvallo, C. R. **151**, 717, 1910; **156**, 1609 und 1755, 1912; Journ. de Phys. (5) **4**, 387, 1914; Ann. de Phys. **1**, 171, 1914.
80) F. Kautzsch, Physik. Zeitschr. **29**, 110, 1928.
81) L. S. Ornstein, Van Dyck, Willemse, Elektrotechnik 1928.
82) Curtis, Journ. Am. Inst. Elect. Engin. **46**, 1095, 1027.
83) Tank, Ann. d. Phys. 307, 1925.
84) Kitchin and Müller, Phys. Rev. 979, 1928.
85) Whitehead and Marvin, Journ. Am. Inst. Elect. Engin. **48**, 186, 1929.
86) M. Faraday, Exp. Res. IV, 380, 1833.
87) Ostwalds Klassiker, Nr. 86.
88) Magnus, Pogg. Ann. **104**, 553, 1858.
89) Buff, Lieb. Ann. **110**, 257, 1859.
90) Effendi, C. R. **68**, 1565, 1869.
91) Gore, Phil. Trans. **159**, 173, 1869.
92) Oberbeck, Pogg. Ann. **155**, 595, 1875.
93) Kohlrausch, Pogg. Ann. **159**, 270, 1876.
94) Herwig, Pogg. Ann. **159**, 65, 1876.
95) Domalip, Ber. Wien. Akad. d. Wiss. (2) **75**, 1877.
96) Gruss und Biermann, ibid. (2) **77**, 1878.
97) Bleckrade, Wied. Ann. **3**, 161, 1878; **6**, 241, 1879.
98) W. Hittorf, Wied. Ann. **4**, 374, 1878.
99) Ayrton und Percy, Proc. Roy. Soc. **27**, 219, 1878.
100) Kerr, Phil. Mag. **8**, 100, 1879.
101) Brooks, ETZ. **2**, 112, 1881.
102) H. Hertz, Wied. Ann. **20**, 279, 1883.
103) S. Arrhenius, Bigh.-Svensk. Akad. **8**, Nr. 13, 22, 1884.
104) Beussereau, C. R. **99**, 80, 1884.
105) Pfeiffer, Wied. Ann. **25**, 238, 1885; **26**, 31, 1885.
106) Baussereau, Journ. de phys. (2) **4**, 450, 1885.
107) Sapschnikoff, Journ. d. russ. phys. u. chem. Ges. **25**, II, 626, 1893.
108) Bartoli, Atti Accad. Linc. (4) **1**, 546, 1885; 2, 132, 1886; Nuov. Cim (3) **16**, 64; **19**, 43; 20, 121, 1884—1886.
109) Cohn und Arons, Wied. Ann. **28**, 465, 1886.
110) Quincke, Wied. Ann. **28**, 542, 1886.
111) J. A. Thomson und H. F. Newall, Proc. Roy. Soc. **42**, 410, 1887.
112) Ostwald, Zeitschr. f. phys. Chem. **1**, 74, 1887.
113) Lampe, Chem. Ztg. Nr. 11 und 12, 1887.
114) Pfeiffer, Wied. Ann. **31**, 831, 1887; **37**, 539, 1889.
115) Exner, Ber. Wien. Akad. d. Wiss. **98**, IIa, 1891, 1889.
116) Bartoli, Nuov. Cim. (3) **28**, 25, 1890.
117) Nernst, Zeitschr. f. phys. Chem. **8**, 120, 1891.
118) Lehmann, Wied. Ann. **52**, 455, 1894; Zeitschr. f. phys. Chem. **14**, 301, 1894.
119) Bartoli, Inst. Lomb. (2) **27**, 41, 1894; **28**, 1895.
120) F. Kohlrausch und H. Heydweiller, Wied. Ann. **53**, 219, 1894; **54**, 385, 1895.
121) Warburg, Wied. Ann. **54**, 396, 1895.
122) Wadsworth, Phys. Rev. **5**, 75, 1897.
123) Nowak, Phil. Mag. **44**, 9, 1897.
124) Nagari, Nuov. Cim. (4) **8**, 259, 1898; **11**, 50, 1900.
125) E. v. Schweidler, Ber. Wien. Akad. d. Wiss. **109**, 1, 1900.
126) Graetz, Ann. d. Phys. **1**, 510, 1900.
127) Veley und Manley, Phil. Mag. (6) **3**, 118, 1901.
128) E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. **4**, 307, 1901.
129) Warburg, Ann. d. Phys. **4**, 648, 1901.
130) E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. **5**, 483, 1901.
131) F. Kohlrausch, Zeitschr. f. phys. Chem. **42**, 193, 1903.
132) Ciommo, Nuov. Cim. (5) **3**, 97, 1902; Physik. Zeitschr. **4**, 291, 1903.
133) Boguski, Zeitschr. f. phys. Chem. **5**, 69, 1890.
134) Rood, Sill. Journ. (4) **14**, 161, 1902.
135) Langley, Electr. World **41**, 745, 1903.
136) Siehe Winkelmann. Handbuch der Physik Bd. **4** (1905).
137) Hehlgans, Physik. Zeitschr. **32**, 718, 803, 951, 971, 1931.

(Eingegangen 6. Juni 1932.)

Nachtrag zu dem Bericht über Atomfaktoren[1]).

Von W. Ehrenberg und K. Schäfer.

Ein wichtiger Beitrag von Coster, Knol und Prins[2]) zur Frequenzabhängigkeit des Atomfaktors in der Nähe einer Absorptionskante ist uns leider entgangen, da er gelegentlich einer Untersuchung über den Einfluß der Polarität der Zinkblende auf die Intensität der Röntgenreflexionen zu finden ist. Die Verfasser zerlegen den Atomfaktor in einen Beitrag, der von den anomal und einen, der von den frei streuenden Elektronen herrührt. Der erstgenannte Beitrag, der bei den K-Elektronen als unabhängig vom Streuwinkel angenommen wird, läßt sich mit bekannten Größen der Dispersionstheorie der Röntgenstrahlen[3]) in Zusammenhang bringen. Den Anteil der freistreuenden Elektronen bei einem beliebigen Streuwinkel entnehmen die Verfasser aus den bekannten F-Werten nach Hartree oder Thomas-Fermi unter Abzug der anomal streuen-

1) W. Ehrenberg und K. Schäfer, Physik. Zeitschr. **33**, 97, 1932. Der Nachtrag bezieht sich nur auf vor Redaktionsschluß des Berichtes (etwa Juli 1931) erschienene, aber unberücksichtigt gebliebene Untersuchungen.

2) D. Coster, K. S. Knol und J. A. Prins, Zeitschr. f. Phys. **63**, 345, 1930.

3) J. A. Prins, Zeitschr. f. Phys. **47**, 479, 1928.

den Elektronen. Die Rechnung gibt bei beliebigem $\frac{\sin\vartheta}{\lambda}$ für den Atomfaktor im anomalen Gebiet eine komplexe Größe, die bedeutet, daß ein (von dem an freien Elektronen stattfindenden abweichender) Phasensprung zwischen primärer Welle und Streuwelle auftritt, worauf gelegentlich bei der Berechnung von Strukturfaktoren im anomalen Gebiet zu achten ist. Die Verfasser konnten ihre Überlegungen, wenigstens qualitativ, durch Reflexion eines passenden Teiles (Linien diesseits und jenseits der K-Kante von Zink) des L-Spektrums von Wolfram an einem Zinkeinkristall, an dem allerdings die bekannten Schwierigkeiten der Extinktion auftreten, bestätigen. Vergleiche auch die kürzlich erschienene Arbeit von Coster und Knol[4]).

Ferner ist noch auf eine Arbeit von Brentano[5]), die ebenfalls vor der Drucklegung des Berichtes erschienen ist, hinzuweisen und in welcher der Verfasser die früher von ihm gefundenen großen Abweichungen der Atomfaktoren der Elemente Gold und Silber vom theoretisch zu erwartenden Wert durch eine verlaufende Unterteilung seiner Pulverpräparate („wenn das Pulver neben größeren Teilchen sehr kleine Kristalleinheiten umfaßt") zu deuten sucht. Eine ausführliche Mitteilung hierüber ist angekündigt. Übrigens hat die Methode, Atomfaktoren an Pulverpräparaten dadurch absolut zu bestimmen, daß man Substanzen mit bekannten Atomfaktoren beimischt, Brentano[6]) als erster angegeben.

Weiterhin sei noch eine Reihe von Arbeiten[7–17]) erwähnt, in denen die diffuse Streustrahlung an Kristallen (Steinsalz und Sylvin) gemessen und mit Hilfe theoretischer Betrachtungen von Jauncey[10]) und Woo[16]) in Zusammenhang mit dem Atomfaktor gebracht werden.

Die diffuse Streuung setzt sich bei Kristallen aus der Debyeschen Wärmestreustrahlung[18]) (die durch die Wärmebewegung erfolgende Auflockerung des Gitters läßt einen Teil der kohärent gestreuten Energie auch zwischen die Interferenzmaxima gelangen) und der inkohärenten Streuung (Wentzel[19])) zusammen; ein Einfluß der Mosaikstruktur der Kristalle scheint nicht vorhanden zu sein. Unter Benutzung des Temperaturfaktors in der Wallerschen Form und plausibler Näherungen für die inkohärente Streuung errechnen sich aus den meist ionometrischen Messungen Atomfaktoren für den Ruhezustand, die sehr gut mit den durch Braggsche Reflexion an Kristallen und Streuung an Gasen gemessenen übereinstimmen (siehe dazu den inzwischen erschienenen Bericht von Wollan[20]). Wenn wir auch glauben, daß diese Methode zur selbständigen Bestimmung von Atomfaktoren ungeeignet ist, so ist doch die Aufklärung über die außerhalb der Interferenzen an Kristallen gestreute Strahlung sehr befriedigend.

Eine Arbeit von Pauling über die Berechnung von Atomfaktoren[21]), die mangels Vorliegen weitergehender Berechnungen im Bericht nur im Literaturverzeichnis erwähnt war, hat durch das Erscheinen ausführlicher Atomfaktortabellen[22]) größeres Interesse gewonnen. Pauling berechnet die Ladungsverteilungen der verschiedenen Elektronen einzeln unter Verwendung der Wasserstoffeigenfunktionen in einen Kernfeld, das aus der Kernladung Z weniger einer passend gewählten Abschirmungszahl S resultiert. Die Abschirmungskonstanten für die verschiedenen Elektronen werden aus Röntgen- und optischen Termen berechnet. Die Abweichung der so berechneten F-Werte von denen von Hartree ist nicht sehr groß, der Mittelwert zwischen den Pauling-Shermanschen Werten, bei denen die einzelnen Schalen zu stark betont werden, und dem Thomas-Fermischen, bei den sie ganz unterdrückt werden, ist sicher besser als die einzelnen Werte.

4) D. Coster und K. S. Knol, Zeitschr. f. Phys. **75**, 340, 1932.
5) J. Brentano, Zeitschr. f. Phys. **70**, 74, 1931.
6) J. Brentano, Phil. Mag. **6**, 178, 1928.
7) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. **20**, 405 u. 421, 1922.
8) G. E. M. Jauncey u. H. L. May, Phys. Rev. **23**, 128, 1924.
9) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. **29**, 757, 1927.
10) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. **37**, 1193, 1931.
11) G. E. M. Jauncey u. G. G. Harvey, Phys. Rev. **37**, 1203, 1931.
12) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. **38**, 1, 1931.
13) G. G. Harvey, Phys. Rev. **38**, 593, 1931.
14) G. E. M. Jauncey u. G. G. Harvey, Phys. Rev. **38**, 1071, 1931.
15) G. E. M. Jauncey u. G. G. Harvey, Phys. Rev. **38**, 1923, 1931.
16) Y. H. Woo, Phys. Rev. **38**, 6, 1931.
17) W. D. Claus, Phys. Rev. **38**, 604, 1931.
18) P. Debye, Ann. d. Phys. **43**, 49, 1914.
19) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **43**, 779, 1927.
20) E. O. Wollan, Reviews of Modern Physics **4**, 205, 1932.
21) L. Pauling, Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 181, 1927.
22) L. Pauling und J. Sherman, Zeitschr. f. Krist. **81**, 1, 1932.

Stuttgart, Physikalisches Institut und Röntgenlaboratorium.

(Eingegangen 28. Juni 1932.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bemerkung über die Herkunft des Feldes in der positiven Säule.

Von F. Ollendorff und R. Seeliger.

Die positive Säule der Glimmentladung in einem zylindrischen Entladungsrohr folgt bekanntlich unabhängig von der Form und Lage der Elektroden dem Zuge des Entladungsrohres; sie ist ferner ein in longitudinaler Richtung homogenes Gebilde, d. h. alle ihre Querschnitte sind — abgesehen von den gestörten Randgebieten an den beiden Enden — gleichwertig und die longitudinale Komponente der Feldkraft, der Gradient, ist überall dieselbe. Die Oberflächenladungen der Elektroden und auch die ihnen vorgelagerten Raumladungen im Kathodenfall- und Anodenfallgebiet können deshalb für das Feld in der Säule nicht verantwortlich gemacht werden. Auch Raumladungen in der Säule kommen dafür nicht in Betracht, teils schon aus quantitativen Gründen — die homogene Säule kann beliebig lang gemacht werden und enthält andererseits als ein quasineutrales Gebilde unabhängig von ihrer Länge nur geringe Raumladungsdichten — teils eben wegen ihrer nicht nur den Gradienten betreffenden longitudinalen Homogenität. Die Raumladungen in der Säule selbst bewirken lediglich, wie man dies aus der axialen Symmetrie und z. B. der räumlichen Konstanz der Feldstärke in der Achse unmittelbar (etwa durch eine Entwicklung des Potentials nach Kugelfunktionen) erkennen kann, daß die Äquipotentialflächen nicht Ebenen, sondern (gegen die Anode konkave) Rotationsflächen sind; sie sind also für den Gradienten unwesentlich und erzeugen nur eine radiale Querkomponente der Feldkraft. Es bleibt demnach nichts anderes übrig, als für die Herkunft des Gradienten Ladungen verantwortlich zu machen, die auf der Oberfläche des Rohres sitzen. Wie diese Ladungen verteilt sein müssen ist aber noch nie untersucht worden. Ansätze von Holm, die mit Raumladungen in der Säule rechnen, geben nur eine erste grobe Näherung und sind auch nur für kurze Säulen vielleicht brauchbar; Seeliger hat zwar die Frage nach der Herkunft des Säulenfeldes schon gestellt und auf gewisse Schwierigkeiten hingewiesen, eine Lösung zu geben aber nicht versucht[1]).

Man kann, ohne physikalisch Wesentliches zu versäumen, das einschlägige potentialtheoretische Problem an dem folgenden einfachen Modell diskutieren: Das Entladungsrohr habe die Gestalt eines geraden Kreiszylinders vom Radius R, im Abstand τ seien die ebenen Elektroden eingebaut, τ sei so groß, daß die Ausdehnung der kathodischen und anodischen Entladungsteile gegen die Säulenlänge zu vernachlässigen ist. Gesucht ist dann die Oberflächenladung auf dem Zylinder $r = R$, deren Feld im ganzen Inneren $0 \leqq z \leqq \tau$, $0 \leqq r \leqq R$ der Säule $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0$ ist, wo $\mathfrak{E}_0$ der konstante Gradient und z die von der Anode aus gerechnete Koordinate in der Achsenrichtung ist. Dabei muß man aber noch beachten, daß außerhalb des Entladungsrohres, das wie üblich in ein isolierendes Medium eingebettet zu denken ist, das Feld quellenfrei sein und also das Potential der Gleichung $\Delta\varphi = 0$ gehorchen muß.

Zur Lösung denkt man sich das Entladungsrohr nach beiden Seiten hin an den Elektrodenebenen spiegelbildlich periodisch wiederholt und sieht nun das Feld in dem ganzen Bereich $-\infty < z < \infty$ als bekannt an, indem man setzt

$$\begin{aligned} &\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_z = \mathfrak{E}_0 \text{ für } 2k\tau < z < (2k+1)\tau \\ &\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_z = -\mathfrak{E}_0 \text{ für } (2k+1)\tau < z < (2k+2)\tau. \end{aligned} \quad (1)$$

Als partikuläre Lösung der Gleichung $\Delta\varphi = 0$, die im Unendlichen verschwindet, kann man wählen

$$\varphi = \sum_k p_k \cos\left(k\frac{\pi}{\tau}\cdot z\right)\cdot i H_0^1\left(ik\frac{\pi}{\tau}r\right), \quad (2)$$

wo H_0^1 die Hankelsche Funktion nullter Ordnung und erster Art mit rein imaginärem Argument ist. Um nun diese Lösung in Übereinstimmung mit (1) für $r = R$ bringen zu können, benutzt man die Fourierdarstellung des Feldes (1)

$$\mathfrak{E}_z = \mathfrak{E}_0 \cdot \frac{4}{\pi}\sum_k{}' \frac{1}{k}\sin\left(k\frac{\pi}{\tau}\cdot z\right);\ k = 1, 3, 5\ldots \quad (3)$$

Aus einem Vergleich von $\frac{d\varphi}{dz}$ aus (2) mit (3) ergeben sich die Koeffizienten p_k und man erhält

$$\varphi = \mathfrak{E}_0 \cdot \frac{4}{\pi} R \sum_k{}' \frac{1}{k}\cdot\cos\left(k\frac{\pi}{\tau}z\right)\frac{H_0^1\left(ik\frac{\pi}{\tau}r\right)}{k\frac{\pi}{\tau}R\cdot H_0^1\left(ik\frac{\pi}{\tau}R\right)};\ k = 1, 3, 5\ldots \quad (4)$$

Daraus folgt dann mit Hilfe der Relation

$$\sigma = -\left(\frac{\delta\varphi}{\delta r}\right)_{r=R},$$

[1]) R. Holm, Physik. Zeitschr. **15**, 783, 1914. R. Seeliger, Gasentladungen S. 325.

die gesuchte Oberflächenladung

$$\sigma = -\mathfrak{E}_0 \frac{4R}{\tau} \sum_{k=1,3,5\ldots} \cos\left(k\frac{\pi}{\tau}z\right) \cdot \frac{H_1^1\left(ik\frac{\pi}{\tau}R\right)}{k\frac{\pi}{\tau}R \cdot iH_0^1\left(ik\frac{\pi}{\tau}R\right)}. \tag{5}$$

Die Figur ist nach dieser Formel berechnet und gibt für verschiedene Werte des Parameters R/τ = Rohrradius : Rohrlänge quantitativ die Werte von $\sigma/\mathfrak{E}_0$.

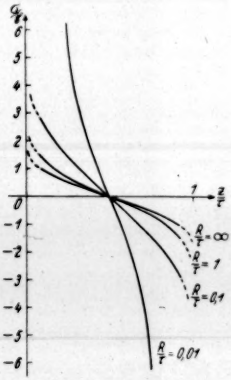
Zur Orientierung kann man noch in erster Näherung $\lim R = \infty$ betrachten und erhält dafür

$$\sigma \sim \mathfrak{E}_0 \cdot \frac{2}{\pi} \ln \operatorname{ctg} \frac{1}{2}\frac{\pi}{\tau} \cdot z, \tag{5a}$$

oder man kann in etwas besserer Näherung die asymptotische Darstellung der Hankelfunktionen benutzen und bekommt dann

$$\sigma = \mathfrak{E}_0\left[\frac{2}{\pi} \ln \operatorname{ctg} \frac{1}{2}\frac{\pi}{\tau} \cdot z + \frac{\tau}{4R}\left(1 - 2\frac{z}{\tau}\right)\right]. \tag{5b}$$

Daß sich formal eine unendlich große Ladungsdichte für die Stellen $z = 0$ und $z = \tau$ ergibt, an denen die Elektroden sitzen, ist natürlich nur



bedingt durch die im Interesse der mathematischen Ansätze gemachten vereinfachenden Voraussetzungen und physikalisch belanglos.

Wie die Gl. 5 und die Figur zeigen, ist es also eine recht komplizierte Verteilung der Ladungen auf der Rohroberfläche, die sich zur Erzeugung des einfachen, nach allen experimentellen Befunden tatsächlich vorhandenen homogenen Feldes in der Säule als notwendig erweist. Kompliziertere Formen des Entladungsrohres, so z. B. als nächstes ein kreiszylindrisches Rohr mit gekrümmter Achse, in ähnlicher Weise zu behandeln, dürfte aus Gründen analytischer Schwierigkeiten kaum möglich sein. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß man ganz ebenso ein „zweidimensionales" Rohrmodell in Gestalt zweier paralleler Ebenen behandeln kann und dafür wie zu erwarten die Verteilung 5a für die Flächendichte erhält. Diesem Modell kommt insofern eine gewisse Bedeutung zu, als man dann durch konforme Abbildung jedes andere zweidimensionale Gebilde auf jenes zurückführen kann.

Mathematisch ist zu der durch Gl. 5 gegebenen Lösung nichts weiter zu sagen; sie ist unter den vorausgesetzten Randbedingungen eindeutig. Physikalisch jedoch ist das Ergebnis wenig befriedigend und nicht in Einklang mit den üblichen Anschauungen über die Vorgänge in der Säule (Diffusionstheorie), weil in der einen Rohrhälfte die Wandladungen positive sind. Dazu kommt, daß die automatische Einstellung eines konstanten Gradienten sich nun, bewertet an der komplizierten dazu nötigen Verteilung der Wandladungen, nicht als das ohne weiteres zu Erwartende, sondern im Gegenteil als ein — potentialtheoretisch angesehen — zunächst merkwürdiger singulärer Fall erweist. Was dies letztere anlangt, liegt natürlich die Vermutung nahe, daß irgendeine Extremalbedingung (etwa nach Art der von Compton und Morse in die Theorie des Kathodenfalls eingeführten) mitspielt. Schwieriger ist es, sich mit den positiven Wandlungen abzufinden. Man könnte hier daran denken, durch Superposition einer Doppelschicht über die einfache Wandladungsschicht die Situation zu retten, wobei allerdings der zeitliche Aufbau dieser Schichten zwischen Zündung und stationärem Endzustand nicht ohne Schwierigkeiten zu verstehen sein würde. Eine andere Möglichkeit könnte man in der Annahme sehen, daß die Säule und ihr Feld nicht, wie dies implizite vorausgesetzt wurde, stationäre Gebilde im üblichen Sinn sind, sondern in ständigem Aufbau und Abbau (wandernden Schichten!) sich befinden; die bisherigen Messungen des Gradienten, der Elektronentemperatur und dgl. würden dann natürlich lediglich als zeitliche Mittelwertsmessungen zu deuten sein. Auf diese schwierigen Fragen wollen wir hier jedoch nicht mehr eingehen, sondern uns vorläufig damit begnügen, auf das Problem der Herkunft des Feldes in der positiven Säule hingewiesen und es nun überhaupt einmal in exakter Formulierung gestellt zu haben.

(Eingegangen 20. Juni 1932.)

Die Bestimmung der Planckschen Konstanten als quantitativer Vorlesungsversuch.

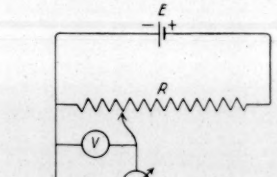
Von R. Suhrmann.

Die Ermittlung der Planckschen Konstanten $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ Erg-Sekunden aus der Frequenzabhängigkeit des beobachteten Maximalpotentials V_m der lichtelektrisch emittierten Elektronen nach der Beziehung

$$h \cdot \nu = e_0 \cdot V_m + K$$

(K Austrittsarbeit der Anode), wie sie von Millikan zuerst durchgeführt wurde[1]), ist verhältnismäßig umständlich und jedenfalls nicht ohne weiteres im Hörsaal oder im Praktikum vorzunehmen. Die neueren technischen Photozellen gestatten nun, diesen Versuch mit einfachen, in jedem Hörsaal zur Verfügung stehenden Hilfsmitteln auszuführen, indem man die bei Bestrahlung mit dem gelben und dem blauen Licht der Quecksilberlampe an den Elektroden der Photozelle auftretende EMK kompensiert und die Kompensationsspannung V_m an einem Demonstrationsvoltmeter abliest. Als Nullinstrument dient das Demonstrationsspiegelgalvanometer des Hörsaals von gewöhnlich $10^{-8} \frac{\text{Amp.}}{\text{Skt.}}$ Empfindlichkeit.

Die Figur gibt die Schaltung wieder, in der E einen über den Regulierwiderstand R von etwa $100\,\Omega$ kurzgeschlossenen Akkumulator, V



das Voltmeter, G das Spiegelgalvanometer und Z die Photozelle bedeutet. Die Quecksilberlampe befindet sich in einem Lichtkasten, vor dessen Öffnung die Photozelle angebracht ist. Man bringt in den Strahlengang einmal ein Blauglas und eine Küvette mit angesäuerter (Schwefelsäure) konzentrierter Chininsulfatlösung und erhält dadurch das Licht der blauen Quecksilberlinie $\lambda = 436\,m\mu$ ($\nu_1 = 0{,}687 \cdot 10^{15}$), da alles kürzerwellige Licht durch die Lösung absorbiert wird. Die zur Kompensation des Photostromes erforderliche Spannung sei V_{m_1}. Darauf bringt man eine Küvette mit konzentrierter Kaliumbichromatlösung in den Strahlengang und läßt auf diese Weise das Licht der gelben Quecksilberlinie $\lambda = 578\,m\mu$ ($\nu_2 = 0{,}518 \cdot 10^{15}$) in die Photozelle einfallen. Der Photostrom werde jetzt durch die Spannung V_{m_2} kompensiert. Die Plancksche Konstante berechnet sich dann in bekannter Weise zu

$$h = e_0 \cdot \frac{V_{m_1} - V_{m_2}}{\nu_1 - \nu_2} \cdot 10^7$$

$$= \frac{F}{N_L} \cdot \frac{V_{m_1} - V_{m_2}}{\nu_1 - \nu_2} \cdot 10^7 \text{ Erg-Sekunden},$$

wenn $e_0 = 1{,}591 \cdot 10^{-19}$ Coul, $F = 96500$ Coul, $N_L = 6{,}06 \cdot 10^{23}$ und V_m in Volt angegeben ist.

Es empfiehlt sich, für den Versuch eine Zelle mit günstigem Feld (parallele Elektrodenanordnung) und möglichst unempfindlicher Anode zu verwenden. Als besonders geeignet erwies sich die mit einer Anode aus Platindrahtnetz versehene Kalium- „Maschenzelle", Type GKE der Firma Pressler, Leipzig[1]). Besitzt die Anode eine zu hohe Empfindlichkeit, so ist der störende Anodenrückstrom zu groß. Mit zwei Zellen der genannten Type ergaben sich für h die Werte $6{,}2 \cdot 10^{-27}$ Erg-Sekunden und $6{,}4 \cdot 10^{-27}$ Erg-Sekunden.

1) Vgl. Simon-Suhrmann, Lichtelektrische Zellen, S. 89. Abb. 67a.

(Eingegangen 21. Juni 1923.)

1) Vgl. z. B. B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen S. 45.

Über eine optische Untersuchung der Reflexion von Wasserstoffkanalstrahlen an festen Körpern[1]).

Von Ena Horovitz.

Wilsar[2]) und Wagner[3]) haben die Reflexion von Wasserstoffkanalstrahlen an festen Körpern mit Hilfe des Dopplereffektes untersucht. Bei ihrer Anordnung konnte die Richtung zwischen Reflektor und Kanalstrahl nicht geändert werden, auch ergaben die auftreffenden primären Kanalstrahlen stets eine Dopplerkomponente. Auf Veranlassung von Herrn Professor Rausch von Traubenberg wurde die Reflexion von Wasserstoffkanalstrahlen nach einer abgeänderten Methode eingehender untersucht.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 dargestellt: Visionsrichtung und primäre Kanal-

1) Kurzer Auszug aus der Dissertation, Prag 1931.

2) H. Wilsar, Ann. d. Phys. **39**, 1292, 1912.

3) E. Wagner, Ann. d. Phys. **41**, 209, 1913.

strahlrichtung stehen hier, — im Gegensatz zu den oben erwähnten Untersuchungen — aufeinander senkrecht, so daß die beobachteten Dopplereffekte nur von reflektierten Teilchen herrühren können. Der Reflektor war um eine zur Zeichenebene senkrechte Achse drehbar, um den Einfluß des Einfallswinkels zu studieren; der in der Figur mit α bezeichnete Glanzwinkel wurde in den Grenzen zwischen 0^0 und 90^0 variiert, andere Stellungen des Reflektors kamen wegen der dabei auftretenden optischen Reflexionen nicht in Betracht; deshalb mußte der Reflektor durchsichtig sein. Glas erwies sich dabei als vorteilhaft. Es wurde das auf die Glasplatte auffallende Gebiet des Kanalstrahls mit einem Petzval-Kondensor von der Öffnung 1 : 3,5 in natürlicher Größe auf den Spalt eines Dreiprismen-Spektrographen G. H. der Firma Steinheil abgebildet. Um die Mitte der Auftreffstelle des Strahls auf den Reflektor im Spektrum zu markieren, wurde am Reflektor ein feiner Draht angebracht, der als scharfer Strich senkrecht zu den Linien im Spektrum erschien. Der Draht hatte den Zweck, die Auftreffstelle des Strahls scharf abbilden und festlegen zu können. Auf diese Weise konnte festgestellt werden, welche Teile der Dopplerlinien Atomen zuzuschreiben waren, die von der Visionsrichtung nach oben zu,

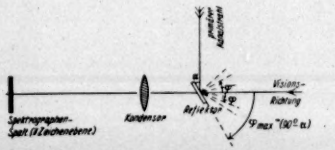


Fig. 1. Optische Untersuchung der reflektierten Kanalstrahlen.

bzw. nach unten zu reflektiert waren. Der Winkel der reflektierten Atome gegen die Visionsrichtung ist in Fig. 1 mit φ bezeichnet.

Der Druck in der Kanalstrahlröhre wurde nach dem Wienschen Durchströmungsverfahren konstant gehalten. Angeregt wurde mit Gleichspannung. Die Versuchsbedingungen wurden so gewählt, daß erstens bei einer konstant gehaltenen Spannung der oben erwähnte Glanzwinkel α zwischen 0^0 und 90^0, zweitens bei konstantem Winkel α die Entladespannung variiert wurde. Es wurde bei Spannungen von 5, 18, 25 und 30 KV gearbeitet, wobei die Stromstärken zwischen 1 und 3 mA betrugen. Als Platten wurden die hochempfindlichen Opta-Platten von Lumière verwendet. Die Expositionszeiten waren wesentlich kürzer, wie bei den früheren Arbeiten. Die Beobachtungen wurden mit Wasserstoffkanalstrahlen ausgeführt und nur die Linie $H\gamma$ näher untersucht. Fig. 2 gibt ein schematisches Bild der Linie $H\gamma$ wieder. r bedeutet die ruhende, b die bewegte Intensität. Bei der Ausmessung mit einem Komparator wurde auf den Platten ein Raster befestigt, um die Stellen festzulegen, die ausgemessen werden sollten. Die Rasterstriche gingen quer durch das Spektrum und

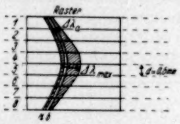


Fig. 2. Spektrum der reflektierten Kanalstrahlen: $H\gamma$-Linie.

verliefen parallel zu der Marke, die durch den Draht am Reflektor im Spektrum vorhanden war. Die Entfernung zweier Rasterstriche betrug 0,6 mm. Es möge die Entfernung des äußeren Randes der Dopplerlinien vom Schwerpunkt der ruhenden Linien mit $\Delta\lambda_a$, das größte bei einer Linie vorkommende $\Delta\lambda_a$ mit $\Delta\lambda_{\max}$, die kleinste Entfernung des inneren Randes möge mit $\Delta\lambda_{\min}$ bezeichnet werden. Gemessen wurde dann $\Delta\lambda_a$ in den Gebieten 1, 2, 3, — — — — zwischen den Rasterstrichen. Da die Mitte der Auftreffstelle markiert war, so war auch, der Art der Abbildung zufolge, festgelegt, welche Messungen sich auf Gebiete oberhalb, und welche sich auf Gebiete unterhalb der Auftreffstelle bezogen. Die Entfernungen durften, infolge der Krümmung der Linien, nicht parallel zu den Rasterstrichen gemessen werden, sondern es mußte immer der senkrechte Abstand von ruhender und Dopplerlinie bestimmt werden.

Von allen an einer Linie erhaltenen $\Delta\lambda$ wurde dann das Maximum bzw. das Minimum bestimmt. Abgesehen von den Messungen im Komparator, wurden die erhaltenen Spektralaufnahmen ausphotometriert, um den Schwärzungsabfall der Dopplerlinien gegen den Plattengrund zu ermitteln, und um die Lage des Schwerpunktes derselben festzulegen. Die Platten wurden an der Stelle durchphotometriert, die der Mitte der Auftreffstelle des Kanalstrahls entsprach. Der Schwärzungsabfall am Rande der Linien erwies sich tatsächlich als so steil, daß eine Ausmessung derselben nach der oben angegebenen Methode im Komparator berechtigt ist.

Zunächst wurde die Geschwindigkeitsverteilung im primären Kanalstrahl bei den benutzten Entladespannungen mit Hilfe des Dopplereffektes festgelegt. Zu diesem Zwecke wurde Licht des primären Kanalstrahls mit einem Spiegel in den Spektralapparat reflektiert. Aus

dem $\Delta\lambda_{max}$, bzw. $\Delta\lambda_{min}$ der so erhaltenen Dopplerlinien wurden mit Hilfe der Dopplerformel:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \cdot \cos\delta$$

die Geschwindigkeiten v berechnet. δ bezeichnet den Winkel zwischen primärem Kanalstrahl und Visionsrichtung. Es ist also hier:

$$\Delta\lambda = \text{const}\, v.$$

So ergab sich v_{max} bzw. v_{min}, das bei der betreffenden Spannung im Kanalstrahl vorhanden war. Ferner wurde das bei der benutzten Entladespannung theoretisch größtmögliche v_{max} aus der Energiegleichung ermittelt. Die Messungen ergaben, daß die aus der Energiegleichung berechneten Geschwindigkeiten — wie schon früher häufig beobachtet — nicht erreicht wurden.

Tabelle I.

Primärspannung in Volt	v_{max} aus dem Dopplereffekt in cm/sec	v_{min} aus dem Dopplereffekt in cm/sec	v_{max} aus der Entladungsspannung
5000	$7{,}97 \cdot 10^7$	$1{,}67 \cdot 10^7$	$9{,}82 \cdot 10^7$
18000	$1{,}04 \cdot 10^8$	$2{,}04 \cdot 10^7$	$1{,}86 \cdot 10^8$
24000	$1{,}24 \cdot 10^8$	$2{,}26 \cdot 10^7$	$2{,}15 \cdot 10^8$
30000			$2{,}40 \cdot 10^8$

Die Messungen an den reflektierten Kanalstrahlen wurden so ausgeführt, daß bei jeweils konstant gehaltenen Primärspannungen die Winkel α variiert und die Dopplerverschiebung der reflektierten Intensität bestimmt wurde. Die Resultate finden sich in Tabelle II. Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, daß $\Delta\lambda_{max}$ mit wachsendem Glanzwinkel α abnimmt. Für ein und dieselbe Reflektorstellung ($\alpha = \text{const}$) wächst $\Delta\lambda_{max}$ mit wachsender Primärspannung. Für alle Reflektorstellungen von $\alpha = 10^0$ bis $\alpha = 60^0$ konnten ausschließlich rote Dopplereffekte gemessen werden. Für die Stellungen $\alpha = 75^0$ bis $\alpha = 90^0$ war auch eine Verbreiterung der ruhenden Linien nach Violett hin vorhanden.

Außer den in Tabelle II angegebenen Werten von $\Delta\lambda_{max}$ ist aus den Photometerkurven noch folgendes zu ersehen: Auf allen Platten, mit Ausnahme der für $\alpha = 75^0$, 80^0, 90^0 erhaltenen, ist zwischen ruhender und bewegter Linie ein Intensitätsminimum vorhanden, das um so breiter und deutlicher wird, je größer die Primärspannung ist. Auch der Schwerpunkt der Dopplerlinien verschiebt sich bei einem festen Winkel α und wachsender Primärspannung immer mehr nach Rot, so daß die ganze Dopplerlinie mit wachsender Spannung von der ruhenden Linie wegrückt.

Tabelle II.

Plattennummer	Primärspannung in Volt	α	$\Delta\lambda_{max}$ in Å, rot	$\Delta\lambda_{max}$ in Å, violett
205	5000	10^0	6,10	—
203		45^0	5,50	—
207		90^0	3,90	3,46
204	18000	10^0	8,25	—
198		20^0	8,00	—
196		25^0	8,07	—
161		30^0	7,56	—
160		35^0	7,80	—
215		45^0	7,25	—
179		50^0	7,74	—
194		60^0	6,96	—
197		75^0	5,15	2,58
191		80^0	5,75	2,23
140		85^0	5,13	—
185		90^0	5,13	5,20
206	24000	10^0	8,45	—
216		45^0	7,93	—
209		90^0	4,09	4,26
234	30000	10^0	9,05	—

Die Dopplerverschiebung einer Linie ist durch den Ausdruck

$$\Delta\lambda = \left(\frac{\lambda}{c}\right) \cdot v \cdot \cos\varphi$$

gegeben, wobei φ der Winkel ist, den die Bewegungsrichtung eines Teilchens mit der Visionsrichtung einschließt. Es ist also jede Stelle einer Dopplerlinie durch ein Produkt ($v \cdot \cos\varphi$) gegeben. Insbesondere ist das $\Delta\lambda_{max}$ jeder Dopplerlinie proportional dem größten Produkt ($v \cdot \cos\varphi$), das bei der betreffenden Reflektorstellung und Spannung vorkommt. Es können aber unendlich viele v und $\cos\varphi$ ein und dasselbe $\Delta\lambda_{max}$ hervorrufen, so daß eine der beiden Größen unabhängig von der anderen hier nicht festgelegt werden konnte.

Aus den oben angegebenen Resultaten kann man für die Reflexion der Kanalstrahlen folgendes schließen:

1. Die Reflexion von Kanalstrahlen läßt sich einwandfrei optisch nachweisen.

2. Es ist nicht möglich, daß die Kanalstrahlen in einer einzigen Richtung reflektiert werden, denn sonst müßten die Dopplerlinien vollkommen parallel den ruhenden Linien verlaufen. Insbesondere dürfte auf keiner einzigen Aufnahme eine rote und eine violette Dopplerlinie vorhanden sein. Die Kanalstrahlteilchen werden also innerhalb eines räumlichen Kegels reflektiert.

3. Für α kleiner als 90° wird die violette Dopplerlinie immer schmäler, die rote immer breiter. Für $\alpha = 60°$ und für α kleiner als 60° sind überhaupt nur noch rote Dopplerlinien vorhanden. Man kann also annehmen, daß der Reflexionskegel nach oben zu begrenzt ist, sonst müßten auf diesen Aufnahmen auch violette Dopplerlinien vorhanden sein.

4. Da zwischen ruhender und bewegter Linie ein Intensitätsminimum existiert, kann man annehmen, daß der Reflexionskegel möglicherweise auch seitlich und nach unten zu begrenzt ist. Denn aus der Existenz des Minimums folgt, daß starke Geschwindigkeitsverluste und große Winkel der gestreuten Strahlen gegen die Visionsrichtung unwahrscheinlich sind.

5. Daraus, daß bei wachsender Primärspannung und konstantem Winkel α die Dopplerlinie von der ruhenden Linie wegrückt, folgt, daß bei größerer Primärspannung auch größere Geschwindigkeiten reflektiert werden.

6. Aus dem Umstand, daß die bei kleinen Glanzwinkeln α erhaltenen $\Delta\lambda_{max}$ wesentlich größer sind, als die bei senkrechter Inzidenz erhaltenen (siehe Tabelle II), kann man schließen, daß bei streifender Inzidenz größere Geschwindigkeiten reflektiert werden, als bei senkrechter Inzidenz. Die obere Grenze der reflektierten Geschwindigkeiten hängt also nicht nur von der Primärspannung sondern auch von der Reflektorstellung ab.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor Rausch von Traubenberg für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für sein ständiges Interesse während ihres Fortganges meinen allerbesten Dank aussprechen. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die den verwendeten Spektralapparat Herrn Professor Rausch von Traubenberg zur Verfügung gestellt hat, sei ebenfalls an dieser Stelle gedankt.

(Eingegangen 25. Juni 1932.)

Die Erzeugung zirkular polarisierter elektrischer Wellen durch einmalige Totalreflexion.

Von Ludwig Bergmann.

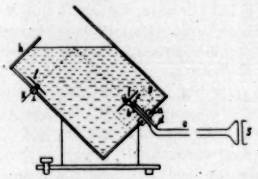
Bekanntlich erleiden bei der Totalreflexion einer elektromagnetischen Welle die beiden Komponenten der elektrischen Feldstärke senkrecht und parallel zur Einfallsebene gegeneinander eine Phasenverschiebung ϑ, die lediglich von der Größe des Einfallwinkels φ und dem Betrage des Brechungsverhältnisses n nach der Gleichung: $\operatorname{tg} \frac{1}{2}\vartheta = \frac{\cos\varphi \sqrt{\sin^2\varphi - n^2}}{\sin^2\varphi}$ abhängt. Erreicht ϑ den Wert 90°, so ist die totalreflektierte Welle zirkular polarisiert, falls bei der einfallenden Welle der Vektor der elektrischen Feldstärke unter einem Winkel von 45° gegen die Einfallsebene geneigt ist. Im Gebiete des sichtbaren Lichtes läßt sich dieser Fall bei einmaliger Totalreflexion nicht erreichen, da die Werte für n zu klein sind. Erst durch eine zweimalige Totalreflexion unter Anwendung des Fresnelschen Parallelepipeds ist die Erzeugung zirkular polarisierten Lichtes möglich. Dagegen genügt für elektrische Wellen bei gewissen Stoffen schon eine einmalige Totalreflexion. Cl. Schaefer hat im 3. Bande seiner „Einführung in die theoretische Physik“[1]) für Wasser mit $n = 9$ die betreffenden Einfallswinkel, für die $\vartheta = 90°$ wird, zu 44° 38′ und 6° 25′ berechnet und bemerkt dazu, daß ein diesbezüglicher Versuch mit elektrischen Wellen noch nicht gemacht sei. Da mir diese Bemerkung beim Lesen der Korrektur auffiel, versuchte ich, mit den mir gerade zur Verfügung stehenden Mitteln den Versuch zu verwirklichen. Im folgenden soll kurz die Versuchsanordnung beschrieben werden, zumal sich diese auch sehr gut als Vorlesungsversuch eignet.

Ich habe bereits früher an anderer Stelle[2]) angegeben, wie man mit Hilfe eines Lechersystems die von einem Röhrengenerator in Luft erzeugten elektrischen Wellen in ein Wasserbassin einführen kann, um innerhalb des Wassers eine Linearantenne zur Ausstrahlung der durch Einwirkung der Dielektrizitätskonstanten des Wassers auf den neunten Teil verkürzten Wellenlänge anzuregen. Da man z. B. eine Welle von 250 cm Wellenlänge in Luft noch mit beträchtlicher Intensität erzeugen kann, erhält man für die Versuche im Wasser eine Wellenlänge von ungefähr 28 cm. Für den vorliegenden Versuch wurde diese Anordnung so abgeändert, wie es die Figur zeigt. Ein größeres Glasgefäß (z. B. Akkumulatorenglas) in den ungefähren Abmessungen von $39 \times 36 \times 55$ cm erhält im Boden eine Durchbohrung in die wasserdicht eine Messingbuchse a eingesetzt ist. In dieser Buchse läßt sich ein Messingrohr b drehen, das am vorderen Ende durch einen Hartgummipfropfen c verschlossen ist und in seiner Achse einen Draht d trägt. Dieser Draht und das Rohr b selbst bilden die Verlängerung eines

1) Erscheint im Herbst.

2) Zeitschr. f. d. physik. u. chem. Unterricht 43, 122, 1930. L. Bergmann, Versuche mit hochfrequenten ungedämpften elektr. Schwingungen u. Wellen. Verlag F. Dümmler, Bonn 1932.

Paralleldrahtsystems e, das an seinem anderen Ende durch den Röhrengenerator S angeregt wird. An das im Glasgefäß befindliche Rohrende ist in der gezeichneten Weise eine Linearantenne f von etwa $l = 14$ cm Länge so angeschlossen, daß sie das Paralleldrahtsystem als Brücke schließt. Die Gesamtlänge des Paralleldrahtsystems muß dann $9l$ betragen und der Röhrengenerator muß



auf eine Welle von $18l = 252$ cm Wellenlänge einreguliert werden, damit die Linearantenne unter Wasser zu kräftigen Schwingungen angeregt wird. Um das Einsetzen dieser Schwingungen zu erkennen, trägt die Antenne im Nebenschluß eine kleine Glühlampe als Indikator. Die Antenne befindet sich in der Brennlinie eines Parabolspiegels g von $l/2$ Brennweite, der auf dem Rohr b befestigt ist und sich zugleich mit der Antenne von außen drehen läßt. Das ganze mit Wasser gefüllte Gefäß ist unter 45^0 in der in der Figur angedeuteten Weise auf einem Holzgestell gelagert und kann durch kräftige Stellschrauben so geneigt werden, daß der Einfallswinkel der elektrischen Welle an der horizontal liegenden Wasseroberfläche gerade den günstigsten Wert von $44^0\,38'$ beträgt. Die Oberseite des Glasgefäßes ist zur Hälfte mit einer aufgekitteten Glasscheibe h verschlossen. An der Stelle i, an der die reflektierten Wellen auftreffen, ist das Gefäß mit einer weiteren Bohrung versehen. Durch einen Gummistopfen ist eine Metallstange k geführt, die am Ende eine Empfangsantenne l mit einer in die Mitte eingeschalteten kleinen Indikatorglühlampe (Taschenlampenbirne 4 Volt, 0,25 Amp.) trägt.

Wird nun die Sendeantenne unter 45^0 gegen die Einfallsebene geneigt und erregt, so erhält man bei jeder Stellung der Empfangsantenne zur Einfallsebene ein helles völlig gleichmäßiges Aufleuchten der Glühlampe, als Zeichen dafür, daß die an der Grenzfläche Wasser—Luft totalreflektierten Wellen zirkular polarisiert sind. Diese Erscheinung verschwindet sofort, wenn man auf die Wasseroberfläche eine Aluminiumplatte legt und an dieser die Wellen reflektieren läßt. Man erhält dann bei unter 45^0 zur Einfallsebene geneigter Sendeantenne streng linear polarisierte Wellen am Empfänger, und zwar liegt die Schwingungsebene des elektrischen Vektors jetzt ebenfalls unter 45^0 zur Einfallsebene geneigt. Selbstverständlich läßt sich auch zeigen, daß bei zur Einfallsebene senkrecht bzw. parallel gestellter Sendeantenne jeweils nur diese Komponenten am Empfänger als linear polarisierte Strahlung auftreten.

Physikalisches Institut der Universität Breslau, Juni 1932.

(Eingegangen 28. Juni 1932.)

Einige neue Feststellungen über den Sperrschicht-Photoeffekt.

Von F. Waibel und W. Schottky.

1. Über den engen Zusammenhang zwischen der Existenz einer Sperrschicht an der Grenzfläche des belichteten Halbleiters und dem Auftreten eines spontanen Photoeffektes sind schon vor zwei Jahren von dem einen von uns Versuche mitgeteilt worden[1]), die für die damals untersuchten Cu-Cu_2O-Hinterwandzellen als zwingend angesehen werden müssen. Es war damals aber noch nicht möglich, das Verschwinden des spontanen Effektes beim Verschwinden der Sperrwirkung nachzuweisen, weil es noch nicht gelungen war, hinreichend sperrschichtfreie Metallkontakte auf Halbleitern (insbesondere auf Cu_2O) herzustellen.

Dies Ziel ist inzwischen zwar nicht bei Hinterwandzellen, wohl aber bei Cu_2O-Vorderwandzellen erreicht worden. Es ist nunmehr möglich, durch vorsichtiges thermisches Aufdampfen edler Metalle auf geeignet behandelte Cu_2O-Platten völlig widerstandsfreie Kontakte herzustellen[2]) und andererseits auf denselben Platten durch besondere Ausbildung chemisch verschiedener Schichten von nicht mehr als etwa 10^{-6} cm Dicke starke Sperrwirkungen gegen nachträglich aufgedampfte Metallschichten hervorzurufen. Infolgedessen kann man jetzt ohne weiteres die Effekte, die vom Kristallinnern herrühren, von denjenigen trennen, die nur infolge der Sperrwirkung in Erscheinung treten. Sämtliche Versuche mit Cu_2O-Platten der verschiedensten Leitfähigkeit und Kristallstruktur haben nun ergeben, daß Vorderwandzellen, die in der angegebenen Weise thermisch mit Gold oder Silber bestäubt

1) Physik. Zeitschr. **31**, 913, 1930.
2) Naturw. 1932, S. 297.

waren, sowohl in ihrem Sperrwiderstand wie in ihrem spontanen Photoeffekt bei Belichtung nur unmeßbar kleine Bruchteile der Effekte an normal behandelten Sperrschichtzellen zeigten (Quantenäquivalent $< 10^{-6}$). Die Versuche konnten an derselben Platte beliebig oft wiederholt werden, indem die Platte zuerst durch Formieren in der Glimmentladung mit einer Sperrschicht und sodann mit einer thermisch aufgedampften Elektrode versehen wurde (starke Effekte), dann wieder abgeätzt und thermisch mit Elektrode versehen (keine Effekte), dann wieder abgeätzt, in Glimmentladung formiert und thermisch mit Elektrode versehen (starke Effekte usw.[1]). Wir können uns keine klareren Versuchsbedingungen denken, weder um die innige Verknüpfung der bisher von uns beschriebenen Sperrschichtphotoeffekte mit der Existenz einer Sperrschicht nachzuweisen noch um etwaige von der Existenz der Sperrschicht unabhängige Kristalleffekte in voller Reinheit hervortreten zu lassen[2]).

2. Bei dem näheren Studium unserer sperrschichtfreien Vorderwandzellen[3]) machten wir jedoch noch eine weitere unerwartete Beobachtung. Es war anzunehmen, daß sich derartige sperrschichtfreie Zellen besonders gut zum Studium des inneren Photoeffektes in dem betreffenden Halbleiter eignen würden; man konnte durch die durchscheinende sperrschichtfreie Elektrode hindurch belichten und dadurch die ganze Strombahn, soweit das Licht einzudringen vermochte, mit freigemachten Photoelektronen anfüllen. Wenn dadurch, nach unseren vorangehenden Beobachtungen, auch keine merkliche spontane Elektronenbewegung hervorzurufen war, so konnte doch mit einer erheblichen Änderung der Leitfähigkeit gerechnet werden, so daß beim Anlegen genügend hoher Spannungen der von Pfund[1]) an Cu_2O beobachtete „innere Photoeffekt" in Reinkultur und mit günstiger Ausbeute erscheinen mußte. Tatsächlich blieb jedoch bei sperrschichtfreien Kupferoxydulvorderwandzellen der durch Gleichspannungen von einigen Volt in der Cu_2O-Platte hervorgerufene Leitungsstrom praktisch unbeeinflußt, wenn man Licht auf die Zelle fallen ließ. Der durch Belichtung auftretende Zusatzstrom war jedenfalls mindestens drei Zehnerpotenzen kleiner als bei Belichtung gleicher, jedoch sperrender Vorderwandzellen unter demselben Spannungsgefälle[2]).

3. Daraus geht aber hervor, daß sicher bei Oxydul- und wahrscheinlich auch bei Selen-Sperrschichtphotozellen sämtliche bisherigen Untersuchungen über die Spannungsabhängigkeit des Sperrschichtphotostromes nicht merklich durch das Auftreten eines inneren Photoeffektes verfälscht sind; gelingt es, den zusätzlichen Spannungsabfall an dem konstanten, durch das Licht nur unerheblich veränderten Bahnwiderstand der betreffenden Zelle festzustellen, so lassen sich Kurven zeichnen, die den lichtelektrischen Zusatzstrom in Abhängigkeit von der Sperrschichtspannung zeigen.

Definiert[3]) man den photomotorischen Strom I_F durch:

$$I_F = f(e_{sp}, H) - f(e_{sp}, O)$$

(e_{sp} Vorspannung an der Sperrschicht, H Lichtstärke), so ist der genannte lichtelektrische Zusatzstrom direkt mit dem photomotorischen Strom I_F identisch, und die gewonnenen (I_F, e_{sp}) Kurven stellen wohl die einfachste noch hypothesenfreie Grundlage zur Diskussion der physikalischen Eigenschaften des Sperrschicht-

1) Die Lichtabsorption der Metallschichten wurde jedesmal geprüft und in Rechnung gesetzt.

2) Wären solche Effekte in einer mit dem Sperrschichtphotoeffekt vergleichbaren Größenordnung vorhanden, so hätten sie sich hier, wo alle Grenzwiderstände beseitigt waren, viel stärker auswirken müssen als in den kürzlich von H. Dember (Physik. Zeitschr. **33**, 207, 1932) sowie L. Bergmann (Physik. Zeitschr. **33**, 209, 1932) beschriebenen Anordnungen, wo die untersuchten Halbleiterschichten von Isolatoren begrenzt wurden. Ohne auf die Diskussion dieser Versuche näher einzugehen, weisen wir nur darauf hin, daß gerade an der Grenze von Halbleiter und Isolator die Möglichkeit von beliebigen photoelektrischen Aufladungen dieser Isolatoren, also zu der Ausbildung von Doppelschichten an den Grenzflächen gegeben ist, ohne daß im Innern des Halbleiters ein merklicher Spannungsabfall aufzutreten braucht.

3) Die Rückseite war, wie immer, allerdings nunmehr unter Ausnutzung unserer neuen Aufdampftechnik, mit einer nicht sperrenden Elektrode versehen.

1) A. H. Pfund, Phys. Rev. (**2**) **7**, 289, 1916.

2) Bei unseren Messungen an Sperrschichten betrug das Verhältnis des Photostromes zum Dunkelstrom bei mäßigen Belichtungen und den größten Dunkel-Leitfähigkeiten immerhin einige Prozent. Gudden (Vortrag Elster, Physik. Zeitschr. **32**, 829, 1931) gibt für die Messungen des inneren Photoeffektes von Schönwald für dieses Verhältnis die Größenordnung 10^{-4} an. Ferner beobachtete Schönwald Trägheitslosigkeit bis 10^4 Hertz, während die spannungsabhängigen Sperrschichtphotoströme schon bei 100 Hertz absinken. All dies scheint uns unsere obige Feststellung zu bestätigen, daß der innere Photoeffekt zu den beobachteten Sperrschichtphotoströmen mit und ohne Vorspannung keinen erheblichen Beitrag liefert. Eher liegt jetzt umgekehrt die Vermutung nahe, daß die hohen und trägen lichtelektrischen Sekundärströme, die man bei Selen- und Thalliumsulfidzellen unter Spannung beobachtet, auf sperrende innere Grenzschichten zurückzuführen sind.

3) Physik. Zeitschr. **32**, 840, 1931.

Photoeffektes dar. Wie schon in früheren Arbeiten anderer Autoren, trotz der damaligen Unkenntnis des Bahnphotoeffektes, ermittelt werden konnte[1]), ist der so definierte Strom I_F von der Vorspannung keineswegs unabhängig; ja, er wechselt sogar bei einer gewissen positiven Vorspannung sein Vorzeichen[2]). Zur Deutung dieses Verhaltens liegen in der Literatur verschiedene Ansätze vor; es wird sowohl der primär erzeugte Photostrom nach Art eines äußeren Photostromes spannungsabhängig angenommen (Perucca) wie eine Leitfähigkeitsänderung der Sperrschicht durch einen (trägen) inneren Photoeffekt der Sperrschicht in Betracht gezogen (H. Kerschbaum, z. T. unveröffentlicht; F. v. Körösy, a. a. O.)

Wir hoffen, auf Grund eines ziemlich umfangreichen Materials von (I_F, e_s) Kurven, die an Cu_2O-Vorderwandzellen mit extrem verschiedenen Eigenschaften bei verschiedenen Temperaturen und Wellenlängen gewonnen wurden, in einiger Zeit weitere Beiträge zur physikalischen Diskussion des Sperrschicht-Photoeffektes liefern zu können. Hervorheben möchten wir schon jetzt, daß an niederohmigen Zellen sowohl in Richtung Halbleiter-Metall wie Metall-Halbleiter bei höheren negativen bzw. positiven Sperrschicht-Vorspannungen I_F-Werte von 100—1000fachen Betrage des Quantenäquivalentes beobachtet wurden. Diese Ströme weisen eine erhebliche Trägheit auf, übertreffen jeden durch thermische Leitfähigkeitsänderung erklärbaren Effekt um viele Zehnerpotenzen und verschwinden völlig bei sperrfreien Zellen. Ob für ihre Deutung die Analogie mit dem (ebenfalls trägen) sekundären inneren Photoeffekt an Selen- oder Thalliumsulfid-Zellen weiter führt, wird u. a. davon abhängen, ob der zur Diskussion stehende Effekt oder der sekundäre innere Photoeffekt den einfacheren Vorgang darstellt (vgl. Anm. vor. Seite). Jedenfalls ist es klar, daß einigermaßen zwingende Schlüsse über in verschiedener Weise spannungsabhängige Anteile des Photostromes I_F an Hand der Stromspannungskurven allein nicht gezogen werden können. Als wichtigstes weiteres Unterscheidungsmerkmal wird man die Trägheit der Effekte betrachten dürfen. Wir beabsichtigen, unser Material zu veröffentlichen, sobald für die wichtigsten Typen oszillographische Aufnahmen und Wechsellichtmessungen verschiedener Frequenz vorliegen[1]).

1) E. Perucca und Mitarbeiter, insbesondere Zeitschr. f. Phys. **72**, 102, 1931; O. v. Auwers und H. Kerschbaum, Ann. d. Phys. (5), **10**, 262, 1931; F. v. Körösy, Ann. d. Phys. (5), **13**, 703, 1932.

2) Die Näherung, mit der bei den Untersuchungen über den Entstehungsort der Photoelektronen (Physik. Zeitschr. **31**, 913, 1930) I_F als konstant angenommen wurde, bleibt von dieser Spannungsabhängigkeit von I_F unberührt.

Zusammenfassung.

1. Kupferoxydulplatten ohne Sperrschicht zeigen weniger als den 10000. Teil des spontanen Photoeffektes von Platten mit Sperrschicht.

2. Auch der bisher als innerer Photoeffekt des Oxyduls gedeutete spannungsabhängige Anteil des Sperrschicht-Photostromes verschwindet bei Anwendung nicht sperrender Grenzflächen.

3. Es wird aus den Versuchen auf die Existenz erzwungener Sperrschicht-Photoströme vom 100 bis 1000fachen Betrage des Quantenäquivalentes geschlossen.

1) Vgl. hierzu auch die schon 1931 von H. Kerschbaum mitgeteilten Messungen, Naturw. **18**, 832, 1931, deren theoretische Diskussion aufrecht erhalten werden kann, wenn man auf die dort vorgeschlagene Lokalisierung des trägen Stromanteils verzichtet.

(Eingegangen 30. Juni 1932.)

Bemerkungen zu: H. Maass, Mechanische Schwingungen von Hochspannungsfreileitungen.

Von J. Grunow.

In der genannten Arbeit berichtet H. Maass[1]) über Versuche und Beobachtungen zur Frage des Entstehens und des Auftretens von Freileitungsschwingungen, die neben den mechanischen Beanspruchungen durch Eigengewicht, Eislast und Winddruck starke Zusatzbeanspruchungen hervorrufen können. Die Schwingungen werden durch die Ablösung von Wirbeln in einem möglichst senkrecht auftreffenden Luftstrom hinter dem Draht erklärt, die als Kräfte abwechselnd von oben und unten wirken — in gleicher Weise, wie die von Kármán und Rubach[2]) beobachteten, hinter einem Zylinder in der Anordnung einer Wirbelstraße sich ablösenden Wirbel in einem Wasserkanal. Die Schwingungen werden durch Resonanz verstärkt, wenn die Frequenz der sich ablösenden Wirbel in der Nähe einer Eigenfrequenz des Seils liegt. Bei geringen Unterschieden zwischen der Wirbelfrequenz und der Eigen-

1) Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern, X. Bd., 1. Heft, 1931.

2) Th. v. Kármán und H. Rubach, Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes, Physik. Zeitschr. **13**, 49, 1912.

frequenz ist nach Maass das Auftreten einer Mitnahmeerscheinung wichtig, die Schwingungen mit der Eigenfrequenz hervorruft.

Die Wirbelfrequenz entspricht der „Kármánschen Formel"

$$f = C\,\frac{v}{D},$$

worin (f) die Frequenz der Wirbelablösung, (C) eine reine Zahl ($\approx 0{,}2$), (v) die Geschwindigkeit der Strömung und (D) den Durchmesser des umströmten Zylinders bezeichnet.

Die Eigenfrequenz ist gegeben durch die Beziehung

$$f = \frac{a}{\lambda},$$

worin (a) die Wellengeschwindigkeit, (λ) die Wellenlänge bedeutet. Die Wellengeschwindigkeit hängt ab von der Zugspannung im Seil (p), dem spezifischen Gewicht (γ) und der Erdbeschleunigung (g); die Zugspannung (p) ist wiederum gegeben durch die Seillänge (L), das spezifische Gewicht (γ) und den Durchhang (s). Es ist

$$f = \frac{a}{\lambda} = \frac{\sqrt{\frac{p \cdot g}{\gamma}}}{\lambda}\,;\quad p = \frac{\gamma \cdot L^2}{8 \cdot s}.$$

Maass glaubt, durch seine Mitteilungen ein umfassendes Bild der Entstehung und des Auftretens der Schwingungen, soweit es für praktische Zwecke erforderlich erscheint, gegeben zu haben. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß für die Frage des Auftretens eine Beurteilung, wie weit die beobachteten Frequenzen mit der Kármánschen Formel übereinstimmen, nur an Hand der Messung der Windgeschwindigkeit den Verhältnissen nicht ganz gerecht wird. Obwohl Maass darauf hinweist, daß bei seinen Versuchen Temperaturmessungen angestellt wurden, bleibt bei der Auswertung der Einfluß der Temperatur unberücksichtigt. Bei gleichen Strömungsverhältnissen können Temperaturänderungen durch den wechselnden Einfluß der Spannung infolge Verkürzung oder Ausdehnung die Resonanzfrequenz als Voraussetzung wesentlich ändern. Wenn die Mitteilung, daß Schwingungen während 60 Proz. der gesamten Beobachtungszeit auftreten, so aufzufassen ist, daß überhaupt nur bei Windgeschwindigkeit unter 6 m/sec (der experimentell festgestellten Höchstgeschwindigkeit des Luftstroms, bei der sich noch Schwingungen infolge Wirbelablösung ausbilden konnten) beobachtet wurde, so muß angenommen werden, daß in den 123 Beobachtungsstunden, in denen Schwingungen nicht zustande kamen, teilweise die Resonanzfrequenz durch Temperatureinfluß wesentlich geändert war. Auch der erhebliche Unterschied, der im Verlauf der Häufigkeitskurve des Windes und der Schwingungen bei den niedrigen Frequenzen festzustellen ist — der von Maass damit erklärt wird, daß die Mitnahmeerscheinung in dem Bereich der niedrigen Frequenzen nicht so zur Geltung kommt, da hier der prozentuale Abstand der Resonanzfrequenzen größer ist —, kann vielleicht teilweise durch die infolge Temperaturschwankung geänderte Resonanzfrequenz, gerade wegen des größeren Abstandes derselben in diesem Frequenzbereich (bei schwacher Luftströmung), verursacht worden sein. In Übereinstimmung mit dieser Annahme steht die Tatsache, daß die stärksten Temperaturänderungen, außer bei Frontendurchgang, bei Strahlungswetter, das sich zumeist durch sehr geringe Luftbewegung auszeichnet, auftreten.

Der Temperatureinfluß dürfte besonders bei Leitungen von geringerem Durchmesser als den von Maass untersuchten (z. B. bei Telegraphen- und Telephonleitungen) eine bedeutsame Rolle spielen. Darauf weisen die a. a. O.[1]) angestellten Beobachtungen über das Summen der Telegraphenleitungen hin, deren Zustandekommen, wie auch Maass hervorhebt, auf die gleiche physikalische Ursache, die Verstärkung der infolge Luftwirbelablösung sich ausbildender Schwingungen in Resonanznähe, zurückzuführen ist. Es ist hierbei häufig ein zeitweises Aussetzen und Wiedereinsetzen des Tönens bei scheinbar gleichen Strömungsverhältnissen festzustellen. So kamen gewissenhafte Beobachter, wie Prof. Dr. Schmauß in München, zu der Ansicht, daß als Vorbedingung des Tönens der Drähte Wind von geeigneter Richtung und Stärke und starke Temperaturschwankungen anzusehen sind.

Es sei noch ein zweiter Hinweis gestattet. Maass bezeichnet die Beziehung $f = C\,\frac{v}{D}$ als „Kármánsche Formel". Sowohl bei Maass als auch in der Arbeit von Kármán und Rubach (s. o.) fehlt ein Hinweis auf die im Jahre 1878 erschienene Habilitationsschrift von V. Strouhal[2]), in der die Frage der Anregung von Pfeifen- oder Drahttönen durch Reibungstöne behandelt wird. Das Problem ist das gleiche. Das Ergebnis der Untersuchungen faßt Strouhal in folgende Worte zusammen: „Bei einer Translationsbewegung eines kreisförmigen zylindrischen Körpers

1) Eine Zusammenstellung der Ergebnisse einschlägiger Arbeiten erscheint demnächst in der „Zeitschrift für angewandte Meteorologie, Das Wetter", 49. Jahrg., 1932 (J. Grunow, Mechanische Schwingungen von Hochspannungsfreileitungen und das Tönen der Telegraphendrähte).

2) Über eine besondere Art der Tonerregung. Wied. Ann. f. Phys. u. Chem. Neue Folge, 5. 216, 1878.

von beliebiger Substanz mit einer zu seiner Achse senkrechten Richtung in der Luft entsteht ein Ton, dessen Höhe der Bewegungsgeschwindigkeit direkt und seinem Durchmesser umgekehrt proportional ist." Die „Strouhalsche Gleichung" lautet

$$N = C\frac{V}{D}.$$

Die Konstante C wird für mittlere Luftverhältnisse zu $\approx 0{,}200$ bestimmt. Ein Einfluß der Temperatur auf die Konstante C wird wahrscheinlich gemacht, für eine quantitative Bestimmung dieses Temperatureinflusses kann aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial noch kein Schluß mit Sicherheit gezogen werden. Der „Drahtton" (oder dessen Obertöne) wird, in gleicher Weise wie der Pfeifenton, durch den „Reibungston" angeregt, wenn beide in gleicher Höhe, also in Resonanznähe liegen. Die Entstehung des „Reibungstones" wird zurückgeführt sowohl auf die „äußere" Reibung zwischen dem festen Körper und den Luftschichten, als auch auf die „innere" Reibung, welche zwischen den einzelnen Luftschichten selbst stattfindet, die sich in einer „Änderung der Dichtigkeitsverhältnisse in der den Körper umgebenden Luft" äußert.

In Anwendung dieser Beziehung weist Strouhal auf den Reibungston hin, der z. B. an den frei ausgespannten Telegraphenleitungen zu beobachten ist, dessen Tonhöhe zugleich einen Rückschluß auf die augenblickliche Geschwindigkeit der Luftströmung zuläßt und gibt in diesem Zusammenhang den Vorschlag zu einem Anemometer nach akustischer Methode.

Wenn Strouhal auch noch nicht zu der Anschauung der Wirbelablösung gekommen ist, so sind doch die Ergebnisse seiner Untersuchungen, durch die er übrigens selbst die Einzelheiten des Vorgangs noch nicht erschöpfend klargestellt sieht, so übereinstimmend mit den Feststellungen von Kármán und Rubach und von Maass, daß die Erklärung der behandelten Erscheinung nicht nur durch die „Kármánsche Formel" aus dem Jahre 1912 vorgenommen werden kann, sondern den Ergebnissen Strouhals aus dem Jahre 1878 ein bevorzugter Platz einzuräumen ist.

(Eingegangen 15. Juni 1932.)

Streuung von Röntgenstrahlen am Chlor.

Von H. Richter.

Kürzlich hat Gajewski[1]) gezeigt, daß sogar Moleküle mit nur zwei Atomen, wie N_2 und O_2, noch gut erkennbare Interferenzen liefern. Eine Untersuchung am Cl_2 müßte infolge der größeren Elektronenkonzentration diese Interferenzerscheinung noch weit deutlicher zeigen. Da die Werte des Atomformfaktors für Cl_2 nicht allein aus der allgemeinen Streukurve von Thomas-Fermi[2]) zu gewinnen sind, sondern auch von Hartree[3]) sogar zahlenmäßig gegeben werden, so ergibt sich die weitere Aufgabe, zu untersuchen, welche von beiden Streukurven der Wirklichkeit am besten entspricht.

Die Versuchsanordnung ist bis auf die verwandte Gaszelle genau die gleiche, wie sie Bewilogua[4]) zu seinen Messungen benutzt hat; auch wurden die Korrekturen an den gemessenen Intensitäten in ganz entsprechender Weise angebracht. Über die diesbezüglichen Einzelheiten wird später noch berichtet werden.

In Fig. 1 ist die Streukurve für Cl_2 nach der Punkttheorie[5]) (obere Kurve) bei einem Abstand[6]) $Cl-Cl$ von 2,0 Å gezeichnet. Berücksichtigt man zunächst nach der Hartreeschen Methode die endliche Dimension der Elektronenhülle und nach den Arbeiten von Heisenberg[7]) und Bewilogua[8]) den Einfluß der Compton-Strahlung, so stellt die untere Kurve gemäß der Streuformel:

$$I_{tot} \sim 2 \cdot 17^2\, \Phi_{Cl}^2\left(1 + \frac{\sin x}{x}\right) + 2 \cdot 17\, S(v),$$

wo $x = ksl$, $l = 2{,}0$ Å und $v = k \cdot s \cdot 0{,}027$ ist, den totalen Intensitätsverlauf dar. Unseren Erwartungen entsprechend erhalten wir also ein deutlich ausgeprägtes Interferenzbild.

Die experimentellen Resultate (in Fig. 1 und 2 durch Kreise und Kreuze dargestellt) wurden aus je drei *Cu*- und *Mo*-Aufnahmen gewonnen. Die Intensitäten sind Mittelwerte dieser Aufnahmen, und die notwendigen Korrekturen sind

1) H Gajewski, Physik. Zeitschr. **33**, 122, 1932. (Diss., Leipzig 1932.)
2) L. H. Thomas, Proc. Cambr. Phil. Soc. **23**, 542, 1927; E. Fermi, Zeitschr. f. Phys. **48**, 73, 1928, und Leipziger Vorträge 1928. S. Hirzel, Leipzig.
3) J. Hartree, Proc. Cambr. Phil. Soc. **24**, 89, 1928.
4) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 265, 1931. (Diss., Leipzig 1931.)
5) P. Debye, Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915.
6) Die Streukurven bei einem Abstand $Cl-Cl$ von 1,9 Å u. 2,1 Å zeigen keine Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Werten.
7) W. Heisenberg, Physik. Zeitschr. **32**, 737, 1931.
8) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 741, 1931.

bereits ausgeführt. In beiden Figuren bezeichnen die Kreise bestimmte Punkte der experimentellen Streukurve, wie sie mit Hilfe von Cu-K_α-Strahlung ($\lambda = 1{,}54$ Å) erhalten wurde, und die

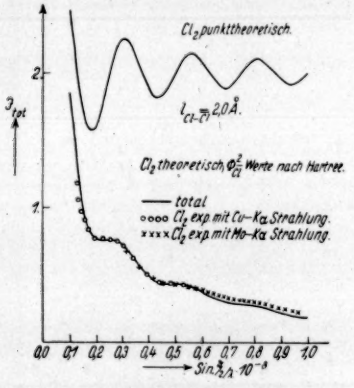


Fig. 1.

Kreuze stellen einige Punkte des Intensitätsverlaufes bei Verwendung von Mo-K_α-Strahlung ($\lambda = 0{,}709$ Å) dar. Da die Messungen keine absoluten sind, wurden für Cu-Strahlung im ersten Maximum $\left(\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} \cdot 10^{-8} = 0{,}25\right)$ als charakteristischem Punkt Experiment und Theorie einander gleichgesetzt; und für die Mo-Strahlung erfolgte die Gleichsetzung im zweiten Maximum bei $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}\, 10^{-8} = 0{,}5$. Wie uns Fig. 1 zeigt, schließen sich die experimentellen Ergebnisse der Gesamtstreukurve gut an. Bei großen Werten von $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ macht sich allerdings eine gewisse Abweichung bemerkbar, doch ist der Habitus des theoretischen Streubildes erhalten geblieben, so daß sogar noch ein drittes Maximum an gleicher Stelle, wie es die Theorie fordert, gefunden wurde. Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Streukurve, die mit Mo-Strahlung gewonnen wurde, sich vollkommen mit der bei Verwendung von Cu-Strahlung deckt, an welchen Stellen ihres gemeinsamen Verlaufes sie auch immer mit der Theorie gleichgesetzt wurden.

Zeichnet man nun noch die Streukurve für Cl_2 ebenfalls bei einem Abstand $Cl - Cl$ von 2,0 Å, jetzt aber unter Berücksichtigung der Thomas-Fermischen Streufunktion, so zeigt ein Vergleich mit den experimentellen Resultaten eine weit größere Abweichung als früher;

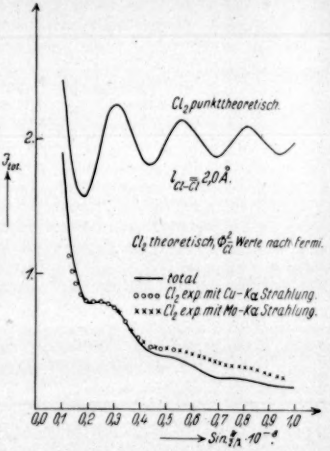


Fig. 2.

auch tritt sie jetzt schon bei viel kleineren Werten von $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ auf. Die Gleichsetzung von Experiment und Theorie erfolgte hier für Cu-Strahlung wie oben im ersten Maximum $\left(\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} \cdot 10^{-8} = 0{,}25\right)$ und für Mo-Strahlung bei $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} \cdot 10^{-8} = 0{,}32$.

Es zeigt sich also, daß sich die nach den Hartreeschen Rechnungen gewonnene Näherung dem wirklichen Verlauf der Streukurve recht gut anpaßt, während die Thomas-Fermi-Näherung einiges zu wünschen übrigläßt. Diese Tatsache wird uns verständlich, wenn wir bedenken, daß die Hartreesche Methode noch einige Einzelheiten der verschiedenen Elektronengruppen berücksichtigt im Gegensatz zu Thomas-Fermi, die auf rein statistischer Grundlage eine Elektronenverteilung geben.

Herrn Prof. Debye darf ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seinem steten Interesse an ihrem Fortgange herzlichst danken.

(Eingegangen 18. Juli 1932.)

BESPRECHUNGEN.

Ergebnisse der Kosmischen Physik, Band 1. Gerlands Beiträge zur Geophysik, Erster Supplementband. 446 S., mit 243 Fig. Leipzig 1931. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Brosch. RM. 44.—, geb. RM. 46.—.

Der Band enthält folgende sieben Beiträge:

1. Carl Störmer, Über die Probleme des Polarlichtes. 86 S. mit 70 Fig.

Störmers Arbeit vermittelt dem Leser einen vollständigen Überblick über die Erscheinungen des Polarlichtes, über die Methoden der Polarlichtbeobachtungen und über die Theorien, Rechnungen und Experimente, die zur Erklärung des Polarlichtes geschaffen wurden. Die Abhandlung zeichnet sich durch flüssige und fesselnde Art der Darstellung aus. Durch die Versuche von Birkeland und von Brücke haben die Polarlichterscheinungen das besondere Interesse der Physiker erweckt. Ihnen wird Störmers Arbeit von großem Nutzen sein. Es ist gewiß besonders wertvoll für die Polarlichtforschung, daß diese Veröffentlichung gerade jetzt vor Beginn des Internationalen Polarjahrs erscheint.

2. W. Kohlhörster und L. Tuwim, Der Barometereffekt der Höhenstrahlung. 39 S., mit 23 Fig.

In dieser Arbeit zeigen die Verfasser, welchen Einfluß der Luftdruck auf die Intensität der den Erdboden erreichenden Höhenstrahlung hat und nach welchen Methoden dieser „Barometereffekt" ermittelt wird. An zahlreichen Meßergebnissen verschiedener Autoren wird gezeigt, wie verschiedenartig wegen der komplexen Natur der Höhenstrahlung der Barometereffekt gefunden wird, wenn verschiedene Versuchsbedingungen angewendet werden.

3. W. Kohlhörster und L. Tuwim, Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung. 52 S., mit 20 Fig.

Nach einer Entwicklung der Absorptionstheorie für die Höhenstrahlung werden Ergebnisse von Absorptionsmessungen an Luft, Wasser, Blei und Gold besprochen. Es ist sehr zu begrüßen, daß hier in übersichtlicher Weise die Einflüsse, die die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten komplizieren, wie die Inhomogenität in Zusammensetzung und Richtung der Strahlung, die Bildung von Sekundärstrahlung und die Verschiedenartigkeit der Meßmethoden klar herausgehoben werden.

4. Paul Götz, Das atmosphärische Ozon. 55 S., mit 41 Fig.

Bei dem großen Interesse, das heute der Erforschung der oberen Atmosphäre entgegengebracht wird, ist es erfreulich, wenn ein so erfahrener und verdienstvoller Forscher wie P. Götz ein vollständiges Bild vom gegenwärtigem Stand der Ozonforschung entwirft. Die eingehende Behandlung von Theorie und Praxis, die Hinweise auf auszufüllende Lücken und das reiche Literaturverzeichnis machen die Arbeit besonders wertvoll.

5. P. Duckert, Über die Ausbreitung von Explosionswellen in der Erdatmosphäre. 54 S., mit 16 Fig.

P. Duckert berichtet ausführlich über die Theorie und Praxis der Schallausbreitung und Schallmessung. Es ist dankenswert, daß der Verlag die Arbeit von Götz über das atmosphärische Ozon und die Arbeit von Duckert über die Schallausbreitung in der Erdatmosphäre im gleichen Bande zusammen veröffentlicht; denn, obwohl hier selbständige und unabhängige Forschungsberichte vorliegen, gehören sie doch ihrer Ergebnisse wegen zusammen. Auf das reiche Literaturverzeichnis sei besonders hingewiesen.

6. F. Hopfner, Neue Wege zur Bestimmung der Erdfigur. 82 S., mit 9 Fig.

F. Hopfner zeigt auf mathematisch-physikalischer Grundlage, wie sich die Erdfigur exakt bestimmen läßt und kritisiert im Zusammenhang damit einige gebräuchliche Reduktionsverfahren die zur Bestimmung von Schwerkraftwerten verwandt werden.

7. F. M. Exner, Zur Dynamik der Bewegungsformen auf der Erdoberfläche. 72 S., mit 64 Fig.

Es ist wohl kaum nötig, auf den Wert dieser schönen und grundlegenden Arbeit hinzuweisen, durch die der erste Band der Ergebnisse der kosmischen Physik für alle Physiker empfehlenswert wird. Frankenberger.

James Clerk Maxwell, a commemoration volume 1831—1931. Essays by Sir J. J. Thomson, Max Planck, Albert Einstein, Sir Joseph Larmor, Sir James Jeans, William Garnett, Sir Ambrose Fleming, Sir Oliver Lodge, Sir R. T. Glazebrook, Sir Horace Lamb. 8°. 148 S., mit 2 Tafeln. Cambridge 1931. The University Press. Geb. 6.— sh.

Das mit 2 interessanten Porträts geschmückte, schön gedruckte Bändchen enthält 10 Essays zum Gedächtnis Maxwells, die ein vortreffliches Bild von dem Manne und seinem Werk entwerfen.

Der erste und umfangreichste Aufsatz, von J. J. Thomson verfaßt, gibt einen Lebensabriß, der als ein Muster biographischer Darstellung gelten darf, in der Prägnanz und Fülle des Mitgeteilten, wie in der Lebendigkeit der Darstellung, die mit dem Anekdotischen nicht spart, ohne je in ihm unterzugehen, und die zugleich Maxwells physikalische Leistungen, gesehen durch sein Temperament, anschaulich entwickelt.

Jeans wählt zum Thema „Maxwells Methode", grenzt sie gegen die des Experimentators (Faraday), sowie gegen die des reinen Mathematikers ab und kommt zu einer interessanten Betrachtung über die Bedeutung von Maxwells physikalischen Bildern, deren Wechsel und Unbestand ja vor noch nicht langer Zeit so manchen Wissenschaftler zur Verzweiflung gebracht hatte — man lese nur Duhems Studie darüber — während sie uns heute tief gerechtfertigt erscheinen.

Planck berichtet über Maxwells Einfluß auf die theoretische Physik in Deutschland, vor allem auf Boltzmann (kinetische Gastheorie), Helmholtz und Hertz (Elektrodynamik). Der Aufsatz ist leicht zugänglich, — im letzten Bande der Naturwissenschaften — von einer Charakteristik seines reichen Inhalts darf daher abgesehen werden.

Der zweite deutsche Autor in diesem Bande ist Einstein; seine Ausführungen über „Maxwells Einfluß auf die Entwicklung des Begriffs von der Physikalischen Wirklichkeit" können als eine Weiterführung und Untergründung des Jeans'schen Artikels gelten.

Larmors Beitrag über „Maxwells wissenschaftliche Umwelt" — die räumliche wie die zeitliche — gibt im Fluge ein Bild von der Kontinuität exakt-wissenschaftlicher Entwicklung, mit stetem Hinblick auf Cambridges Anteil an ihr.

Lodge schildert in Kürze den Entwicklungsgang der drahtlosen Telegraphie, W. Garnett Maxwells Laboratorium, Fleming, Glazebrook und Lamb sind vertreten mit persönlichen Erinnerungen an Maxwell. Paul Hahn.

G. Hauffe, Ortskurven der Starkstromtechnik. 174 S., mit 101 Abb. Berlin 1932. J. Springer. Geh. RM 14.50, geb. RM 15.50.

Nach einer ausführlichen Einführung in die Rechnung mit komplexen Größen werden die Ortskurven der Starkstromtechnik behandelt und zwar sind besondere Abschnitte dem Schwingungskreis, dem Lufttransformator und den prinzipiell verschiedenen Starkstrommaschinen gewidmet. Unter Ortskurve ist die bekannte Darstellung des Vektordiagramms für den Strom, die Spannung oder ein anderes wichtiges Bestimmungsstück verstanden.

O. Werner.

E. Riesenfeld, Svante Arrhenius. (Große Männer. Studien zur Biologie des Genies. Hrsg. v. W. Ostwald. Bd. XI.) Gr.-8°. 110 S., mit 10 Abb. u. 1 Tafel. Leipzig 1931. Akadem. Verlagsgesellschaft. RM 7.—, geb. RM 8.50.

Diese schlichte und eingehende Biographie von Svante Arrhenius ist lesenswert in mehr als einer Beziehung. Sie bildet einen Band aus der Reihe der Studien zur Biologie des Genies und steht mit Recht an dieser Stelle, denn sie weist eindringlich auf, wie sich das Typische einer überragenden Forscherlaufbahn „auch in diesem individuellen Falle so pünktlich ereignet".

Zunächst im Verfolg der äußeren Ereignisse. Die Dissoziationstheorie, die der 24jährige in 56 Thesen entwickelt und 1884 der philosophischen Fakultät der Universität Upsala vorlegt, fällt in die Hände subalterner Beurteiler, die sie mit dem Zeugnis „non sine laude" versehen und damit für nicht zureichend zur Habilitation erklären.

In den folgenden arbeiterfüllten Studienjahren erwirbt sich der ideenreiche Forscher Anerkennung seiner Theorie und einflußreiche Freunde im Ausland (Riga, Würzburg, Graz, Amsterdam, Leipzig); Angriffe, die nicht ausbleiben, müssen sich bald gegen ein ganzes „wildes Heer der Ionier" richten, in dessen Reihen die Namen Ostwald, Nernst, van't Hoff glänzen. Ein Ruf, den er nach Gießen erhält, läßt für Schweden die Gefahr greifbar deutlich werden, daß er der Heimat verloren geht. Sie bietet ihm eine Dozentur für Physik in Stockholm, die er mit Freuden annimmt. Er wird bald darauf — trotz mannigfacher Quertreibereien — Ordinarius und für lange Jahre Rektor daselbst. Die Davy-Medaille und der Nobelpreis werden ihm verliehen, Althoff versucht, ihn für die Technische Hochschule in Charlottenburg zu gewinnen. Da entschließt man sich in Schweden, ihm ein eigenes, wenn auch bescheidenes Institut für physikalische Chemie zu schaffen, das 1909 eröffnet wird. So erhält der 50jährige endlich eine eigene Wirkungsstätte, an der ihm noch 18 Jahre zu wirken verstattet war. —

Dieser Lebenslauf war so ganz auf wissenschaftliche Leistung gestellt, daß der Biograph Schicksale und Forschung seines Helden in Einem schildern konnte. Sachlich und klar kommen die Arbeiten von Arrhenius zur Darstellung, und daß die große Einheit seines vielseitigen Wirkens deutlich hervortritt, ist nicht der geringste Vorzug dieser Biographie, die in der Tat erfüllt, was ihr Schlußwort umreißt: Wie nur sehr wenige besaß Arrhenius die Fähigkeit, große Wissensgebiete zu übersehen und die in Einem gewonnenen Erfahrungen zur Lösung von Problemen zu benutzen, die ein weit Abliegendes ihm aufzeigte. Sein Genie lenkte seine wählende Hand so, daß er manchen glücklichen Griff tat in chemischen wie in biologischen, in geologischen wie in meteorologischen, in physikalischen wie in astronomischen Fragen. . . . Aber sein Hauptwerk ist und bleibt für alle Zeiten die Schöpfung der Dissoziationstheorie. —

Die Ausstattung des Werkes ist geschmackvoll und in den Bildbeilagen reich und interessant.

Paul Hahn.

H. Mark und R. Wierl, Die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektronenbeugung. Fortschritte der Chemie, Physik und physikalischen Chemie, herausgegeben von A. Eucken. Band 21. Heft 4: 126 S., mit 60 Abb. Berlin 1931. Gebrüder Borntraeger. Geh. RM 16.—, geb. RM 18.—.

Dies Büchlein erscheint gerade im rechten Augenblick; denn einmal sind die theoretischen und experimentellen Grundlagen der Methode im wesentlichen entwickelt, und andrerseits werden viele Forscher eine möglichst vollständige Darstellung des bisher Erreichten bei der Anwendung auf spezielle Probleme und beim weiteren Ausbau mit größtem Vorteil verwenden können.

Im ersten Kapitel werden kurz die Theorien von De Broglie und von Schrödinger und dann ausführlicher die Beugung von Elektronen an verschiedenartigen Objekten dargestellt. Im zweiten Kapitel geben die Verfasser nach einer kurzen historischen Übersicht eine Darstellung der experimentellen Methodik einmal bei schnellen Elektronen,

deren Ausgestaltung ja zum großen Teil den Verfassern zu verdanken ist, und dann bei langsamen Elektronen (unter 1000 Volt). Dann folgt — wieder getrennt nach schnellen und langsamen Elektronen — eine, meines Wissens, vollständige und sehr übersichtliche Schilderung der Ergebnisse (darunter auch mancher wertvolle Hinweis auf Ausbaumöglichkeiten!), die bei der großen Zahl von Untersuchungen, noch dazu mit den verschiedensten Problemstellungen ganz besonders wertvoll ist. Daß an manchen Stellen die Kritik zugunsten der Vollständigkeit zurücktritt, kann man bei einem so jungen und noch in der Entwicklung begriffenen Gebiet kaum als Nachteil bezeichnen. Ein 202 Arbeiten enthaltendes (bis Ende März 1931 wohl vollständiges) Literaturverzeichnis bildet eine wertvolle Abrundung des Heftes. L. Bewilogua.

Otto Glaser, Wilhelm Conrad Röntgen und die Geschichte der Röntgenstrahlen. (Röntgenkunde in Einzeldarstellungen, Bd. 3.) Berlin 1931. Julius Springer. X und 337 S., mit 96 Abb. Preis geh. RM 27.—, geb. RM 29.60.

Es war sicher ein sehr glücklicher Gedanke, die Geschichte der wohl populärsten physikalischen Entdeckung zum Gegenstand einer ausführlichen Untersuchung zu machen. Die Entdeckung selbst, der Mensch Röntgen und die Wirkung auf die Zeitgenossen, das sind die drei Hauptgruppen, in die man den Inhalt aufteilen kann. Es seien nur die wichtigsten Kapitel angeführt:

Die Entdeckung: Ein Bericht des Journalisten Dam, einer der ersten, der ausführlich mit Röntgen über seine Entdeckung sprach. Die drei Abhandlungen R.s aus dem Jahre 1896.

Der Mensch: Eine ausführliche, auf Urkunden, Bildern, Mitteilungen von Freunden und Mitarbeitern R.s und Briefen fundierte Darstellung des Verfassers und ein überaus lebensvolles Bild, das Margret Boveri, die Tochter von R.s langjährigem Freund, auf etwa 60 Seiten entwirft.

Die Wirkung auf die Zeitgenossen: Man erlebt im Buche staunend mit, wie groß sie war. Da waren zunächst die Fachgelehrten, Physiker und Mediziner, die in den Bann der Entdeckung gerieten. 1044 Publikationen, die im Jahre 1896 erschienen sind, sind im Anhang angegeben, von denen einige allerdings des Humors nicht ganz entbehren, wie z. B. die Arbeit über die Reaktion der Fliegen auf Röntgenstrahlen. Mindestens ebenso groß und oft ganz phantastisch war die Wirkung auf die Laien, wie man aus dem Kapitel: Die Entdeckung in der Tagespresse und in populären Zeitschriften (mit den Untertiteln: der Stein der Weisen, Seelenphotographie usw.) ersieht und aus dem ganz reizenden Sonderkapitel über die Entdeckung im zeitgenössischen Humor (mit Bildern und Versen!).

Einige weitere Kapitel seien nur eben erwähnt: Entwicklung der R.-Röhren und Apparate im Jahr 1896, Verwendung im Kriege und für nicht medizinische Zwecke, Patentfragen, Prioritätsansprüche, Erinnerungen von R.-Strahlen-Pionieren.

Die Darstellung beschränkt sich bewußt auf das Jahr 1896, die weitere Entwicklung wird nur ganz flüchtig gestreift.

Jeder an der Geschichte der Physik, überhaupt an Wissenschaftsgeschichte Interessierte wird die meisterhafte und überall von Begeisterung für den Mann und sein Werk getragene Darstellung mit großem Genuß und Gewinn lesen. L. Bewilogua.

Ronald G. J. Fraser, Molecular Rays. The Cambridge Series of Physical Chemistry. Cambridge 1931. University Press. X und 204 S., mit 78 Abb. Preis sh. 12.6.

Der Verfasser verfolgt mit seinem Buch zwei Ziele, einmal will er einen zusammenfassenden Bericht über das reiche Anwendungsgebiet der Molekularstrahlen geben, und dann will er möglichst ausführlich und vollständig die experimentelle Methode darstellen. Das erste Kapitel (Herstellung und Messung von Molekularstrahlen) gibt auf 50 Seiten nicht nur den experimentellen Inhalt der bekannten Untersuchungen zur Molekularstrahlmethode wieder, sondern es enthält darüber hinaus sehr viele Details, die der gemeinsamen Erfahrung und der langen Tradition des Hamburger Institutes entstammen, in dem Fraser selbst 3 Jahre gearbeitet hat. Jeder Experimentator wird gerade für diese bisher nicht publizierten Einzelheiten, die oft für den Erfolg einer Arbeit entscheidend sind, dem Verfasser besonders dankbar sein. In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Anwendungsgebiete besonders besprochen. Hierbei hat sich der Verfasser im wesentlichen auch auf das Experimentelle beschränkt, von der Theorie wird nur das zum Verständnis unbedingt Erforderliche geboten. Auch hat er hier, im Gegensatz zum ersten Kapitel, nicht Vollständigkeit erstrebt, so daß der Kenner vielleicht diese und jene interessante Einzelheit vermissen wird. Es genügt, die Titel anzugeben: Kinetische Theorie (dabei ein Abschnitt über Herstellung von Strahlen einheitlicher Geschwindigkeit); Wechselwirkung Gas-fester Körper (Streuung, Reflexion, Adsorption, Kondensation); Beugung am Kreuzgitter. Dann folgen im 5. und 6. Kap. die magnetische und elektrische Ablenkung der Strahlen, die wohl auch heute noch die glänzendsten Anwendungen der Methode sind und ihre Vorzüge am klarsten zeigen: direkte und prinzipiell einfache Messung am Einzelmolekül. Ein letztes Kapitel behandelt die heute noch nicht voll entwickelten Anwendungsgebiete: Chemische Gleichgewichte und spektroskopische Anwendungen.

Das Buch, zu dem Prof. Stern eine kurze Einführung geschrieben hat, wird allen, die mit Molekularstrahlen arbeiten, ein sehr wertvoller Ratgeber sein, es vermittelt zugleich einen lebendigen Eindruck von der Wichtigkeit und der Ausbaufähigkeit der Methode und läßt darüber hinaus den Leser immer wieder den ganz besonderen Reiz und die Schönheit der Molekularstrahlmethode spüren; kurz, es ist ein Buch, das man aufs wärmste empfehlen kann.

L. Bewilogua.

Fortschritte der Röntgenforschung in Methode und Anwendung. Bd. 2 der technischen Röntgenkunde. Hrsg. i. A. der Deutschen Gesellschaft für technische Röntgenkunde von F. Körber und E. Schiebold. Leipzig 1931. Akademische Verlagsgesellschaft. VII und 326 S., mit 145 Abb. Brosch. RM 32.90, geb. RM 34.—.

Die Vorträge der Heidelberger Röntgentagung von 1930, die im vorliegenden 2. Band der technischen Röntgenkunde zusammengefaßt sind, behandeln zum größten Teil physikalische und chemische Anwendungen der Röntgenforschung, während die technischen Probleme mehr zurücktreten.

Eine erste Gruppe von Vorträgen behandelt die interferometrische Ermittlung der Struktur von Flüssigkeiten und einzelnen Molekeln: Debye und Menke, Molekülanordnung in Flüssigkeiten; Trillat, Untersuchungen an Fetten, Ölen und Schmiermitteln; Mark, Molekülgestalt. Die Arbeit von Herrmann über flüssige Kristalle bildet den Übergang zur zweiten Gruppe: Kristallstrukturermittlung. Während der Vortrag von Schiebold die neuere Methodik der Kristallstrukturforschung behandelt, befassen sich die anderen Vorträge mit Spezialanwendungen: Rupp, Elektroneninterferenzen an Kristallen; Regler, Bremsstrahlendiagramme; Brill, Größe und Form submikroskopischer Kristalle; Hengstenberg, Deformierte und Mischkristalle. Ferner finden sich Berichte über die Anwendung auf die anorganische Chemie (Gottfried) und auf Metallkunde (Bernal); Systematik der Eisenlegierungen (Wever); Zustandsänderungen in Legierungen (Sachs). Den Abschluß dieser Gruppe bildet gewissermaßen der Vortrag von V. M. Goldschmidt über Kristallchemie und Röntgenforschung. Über röntgenspektroskopische Anwendungen berichten v. Hevesy (Quantitative Analyse) und Stintzing (Röntgenstrahlen und chemische Bindung). Endlich finden sich noch Vorträge über die Temperaturabhängigkeit des photographischen Prozesses (Eggert) und über das diaskopische Verfahren (Berthold, v. Schwarz, Lefring).

Die zum größten Teil ausgezeichneten Artikel ermöglichen einen bequemen Überblick über die Methoden und Ergebnisse der modernen Röntgenforschung, während die allgemeinen Grundlagen schon im ersten Band der Sammlung besprochen wurden. Als besonders angenehm wird man es empfinden, daß die Autoren ihre Vorträge zu zusammenfassenden Berichten erweitert und mit ausführlichen Literaturangaben versehen haben. Dem für den Physiker außerordentlich interessanten und wertvollen Buch muß man weiteste Verbreitung wünschen.

L. Bewilogua.

R. Woltereck, Grundzüge einer allgemeinen Biologie. Die Organismen als Gefüge/Getriebe, als Normen und als erlebende Subjekte. Gr.-8°. XVI und 629 S., mit 271 Abb. Stuttgart 1932. Ferd. Enke. Geh. RM 40.—, geb. RM 43.—.

Der, den Biologen als Schöpfer fruchtbringender scharfer Elementarbegriffe der Vererbungslehre sowie durch seine und seiner Schüler Arbeiten über das Erbgutsverhalten der Organismen unter verschiedenen Umweltsbedingungen, rühmlichst bekannte Verfasser bringt in dem vorliegenden Werke seine äußerst beachtenswerten, naturphilosophischen Anschauungen über das Verhalten und die verschiedenen Entwicklungsgänge der lebendigen Substanz. Da er hierbei in meisterhafter, anziehender und origineller Weise das körperlich-lebendige Geschehen nicht nur mit dem seelischen Erleben sondern ebenso letztlich auch mit den Erscheinungen an nicht lebenden Körpern in Vergleich bzw. Gegensatz stellt, wird auch der Physiker, soweit er sich für biotische Gefüge und Geschehnisse überhaupt interessiert, das Buch nicht ohne anregenden Gewinn zur Hand nehmen. Trotz der Schwierigkeit der behandelten Probleme ist das markante Werk so anschaulich, flüssig und klar geschrieben und mit guten Abbildungen unterstützt, daß jeder naturwissenschaftlich Vorgebildete, nicht bloß der Biologe, seinen Ausführungen folgen kann. Das Buch sollte deshalb auch in den Bibliotheken aller höheren Lehranstalten Aufnahme finden.

Leider ist es bei der gebotenen Referatskürze nicht möglich, auch nur Einzelnes aus dem reichen, feinzusammengewobenen Inhalt probeweise herauszuheben, weil es ohne den Zusammenhang mit dem Übrigen mißverständlich werden könnte.

Vielleicht wäre es angezeigt, bei evtl. künftigen Auflagen den Titelanfang in „Naturphilosophische" Grundzüge umzuschreiben; der Untertitel könnte dann wegbleiben, und das eigentliche, naturphilosophische Gepräge des Werkes käme von vornherein besser zum Ausdruck.

Rhumbler.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Dr. Ferdinand Reiff für Chemie an der Universität Marburg, an der Universität Bonn Dr. Fritz Rehbock für angewandte Mathematik, an der Universität Wien Dr. Albert Fernau für Physik und Chemie des Radiums, an der Universität Würzburg Dr. Robert Döpel für Physik, Dr. Władysław Kapuściński an der Universität Warschau für Experimentalphysik.

Ernannt: Privatdozent Dr. Albert Fernau zum a. o. Professor und Leiter der Radiumtechnischen Versuchsanstalt in Wien, die a. o. Professoren an der Universität Jena Dr. Wilhelm Schneider (Chemie) und Dr. Kurt Bennewitz (Physikalische Chemie) zu ord. Professoren ebenda.

Gestorben: Prof. Dr. Virgil Coblentz in Brooklyn.

Angebote.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt ist bereit, einigen beschäftigungslosen jungen Physikern und Ingenieuren mit abgeschlossener Hochschulbildung für ein Jahr eine Arbeitsmöglichkeit im Laboratorium zu bieten. Sie ist infolge privater Stiftungen in der Lage, eine Aufwandsentschädigung von monatlich 50 RM zu zahlen. Bewerbungen mit Lebenslauf und Empfehlungsschreiben sind an den Unterzeichneten zu richten.

Paschen
Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Berlin-Charlottenburg, im Juli 1932

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.